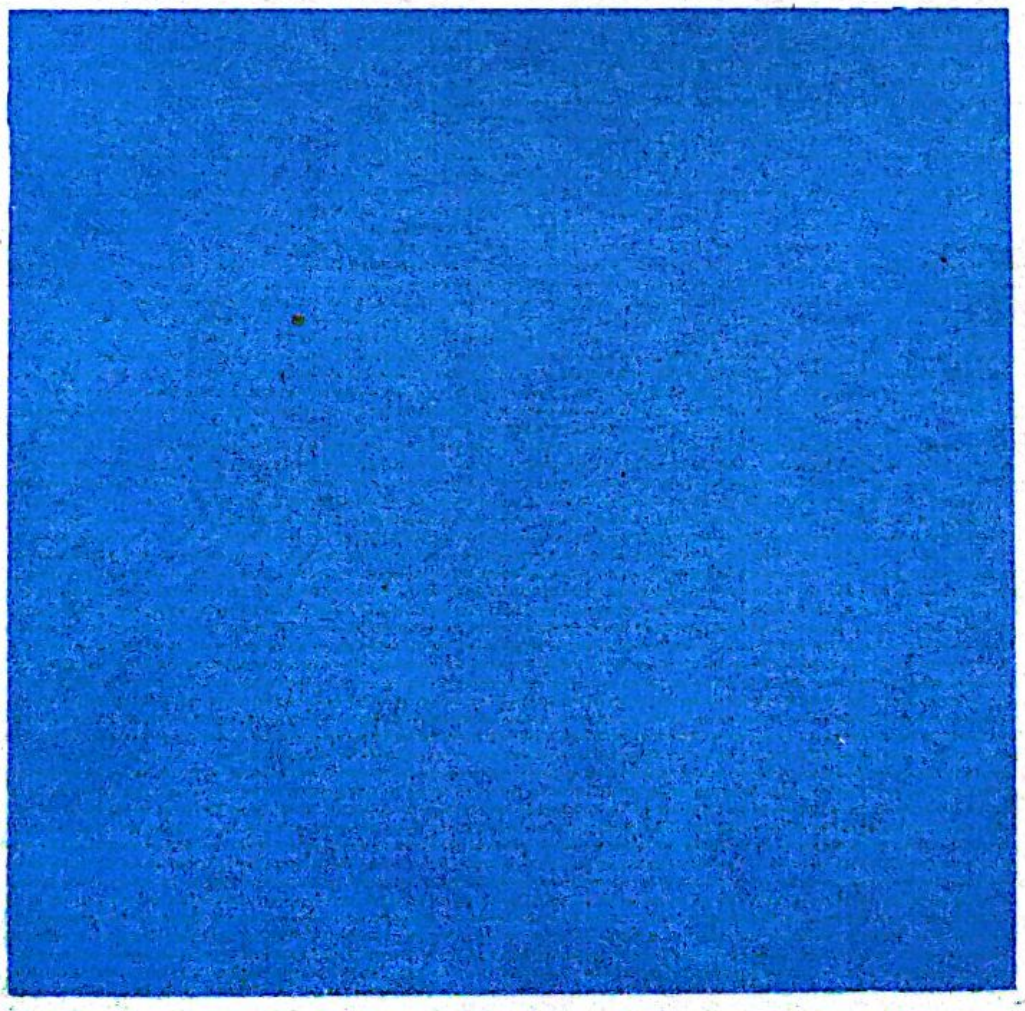
EB

ENCICLOPEDIA DE BUZUNAR

NICOLAE
BĂRBULESCU

BAZELE FIZICE ALE RELATIVITĂŢII EINSTEINIENE



EDITURA ŞTIINŢIFICĂ ŞI ENCICLOPEDICĂ

Scanned with CamScanner

EB

ENCICLOPEDIA DE BUZUNAR

27 Iulie 79

NICOLAE BĂRBULESCU

Bazele fizice ale relativităţii einsteiniene

Ediţia a doua revizuită

Editura ştiinţifică şi enciclopedică
Bucureşti, 1979

Scanned with CamScanner

PREFAŢA

Au trecut mai bine de şaptezeci de ani de cînd revista germană Annalen der Physik a publicat, în 1905, memoriul fizicianului Albert Einstein — „Zur Electrodynamik bewegter Körper" (Asupra electrodinamicii corpurilor în mişcare) — prin care s-au pus bazele teoriei relativităţii. Deşi are un caracter ştiinţific prin excelenţă, această teorie a interesat de la început marele public, datorită rezultatelor ei senzaţionale. Ideile formulate de Einstein au produs schimbări adînci în ştiinţă, cu repercusiuni importante în alte domenii. Din revistele ştiinţifice aceste idei au trecut în paginile ziarelor, uimind pe cititori cu noile cuceriri revoluţionare ale ştiinţei.

Apărută în domeniul fizicii, teoria relativităţii a atras foarte curînd atenţia matematicienilor şi filozofilor, deschizîndu-le direcţii noi de cercetare. Calculul tensorial din matematică s-a dezvoltat cu deosebire pentru a satisface cerinţele acestei teorii. Iar o seamă de filozofi de mare prestigiu, ca H. Bergson, E. Cassirer, H. Reichenbach si alţii, au găsit în teoria relativităţii probleme interesante pentru preocupările lor, obligîndu-i să repună în discuţie teme clasice, în lumina noilor idei izvorîte din concepţia ştiinţifică a relativităţii fenomenelor.

Caracteristica principală a teoriei relativităţii o constituie, de bună seamă, generalitatea ei. Nu este teoria unui anumit fenomen, dintr-un anumit capitol al fizicii, ci o teorie generală, îmbrăţişînd un ansamblu de fenomene legate de no-

Scanned with CamScanner

ţiunile fundamentale de spaţiu şi timp, pe care se sprijină întreaga noastră cunoaştere ştiinţifică.

Marea surpriză provocată de această teorie, care a interesat cel mai mult pe specialişti, a fost intervenţia ei în mecanică, domeniu socotit de multă vreme ca perfect închegat. Principiile formulate de Newton şi considerate de-a lungul a două veacuri drept adevăruri definitive au trebuit să fie revizuite. Faptul părea cu atît mai surprinzător, cu cît cercetările întreprinse pînă atunci, pe baza mecanicii clasice, avuseseră totdeauna succes, nelăsînd să se vadă nici o deficienţă în structura acestui domeniu. Ceva mai mult, mecanica newtoniană se dovedise valabilă şi în astronomie: descoperirea prin calcul a planetei Neptun întărise şi mai mult convingerea oamenilor de ştiinţă în perfecţiunea acestei mecanici, devenită un model pentru toate celelalte ştiinţe. Succesul ei a contribuit mult la naşterea concepţiei mecaniciste din ştiinţă, potrivit căreia toate fenomenele din natură se reduc, în ultima analiză, la fenomene mecanice, putînd fi studiate numai cu ajutorul principiilor din mecanică.

Teoria relativităţii restrînse a dovedit că mecanica newtoniană nu are generalitatea despre care se vorbise atît de mult şi cu atîta siguranţă. Această mecanică poate fi folosită numai în cazul mişcărilor cu viteze mici în comparaţie cu viteza luminii. Pentru viteze mari, apropiate de cea a luminii, trebuie să facem apel la mecanica relativistă, întemeiată pe concepţia nouă a spaţiului şi timpului relativ. E drept că această concepţie nu este suficient de clară nici astăzi, după trecerea a mai bine de o jumătate de veac. Dar succesele obţinute de teoria relativităţii ne obligă să renunţăm la înţelegerea raţională a acestei concepţii, admiţînd-o postulativ, fără a-i pretinde înţelesuri clare, pe care ea nu le poate încă oferi. Dealtfel, să nu uităm că trăim în epoca marilor abstracţii din ştiinţă (ca şi din artă), pe care, dacă nu le putem înţelege, în schimb le putem folosi din plin pentru investigaţia ştiinţifică. Se susţine chiar că realitatea mai adîncă nici nu poate fi reprezentată prin concepte clare şi distincte, aşa cum pretindea fizica cartezianâ. Să fim deci mulţumiţi dacă dispunem de ecuaţii care pot să se descrie matematic procesele fizice, fără a avea pretenţia să le înţelegem şi fenomenologic.

Teoria relativităţii restrînse se bazează atît pe principiul relativităţii, cît şi pe postulatul constanţei vitezei luminii. Şi acest postulat se prezintă ca un mister de nepătruns, care a întîmpinat de la început obiecţiuni serioase, valabile încă şi

Scanned with CamScanner

astăzi. De ce viteza luminii nu depinde de viteza izvorului emitent, după cum ar fi de aşteptat, nu se ştie cîtuşi de puţin. Poate într-un viitor mai îndepărtat, cînd vom cunoaşte ceva mai bine structura şi comportarea cîmpului electromagnetic, să putem ajunge la explicarea independenţei vitezei luminii de mişcarea sistemului inerţial în care se măsoară.

Imposibilitatea de a explica raţional postulatul constanţei vitezei luminii a obligat pe unii cercetători să încerce expunerea teoriei relativităţii pe baza altor postulate, mai apropiate de înţelegerea noastră curentă. O astfel de încercare este schiţată şi în această carte, considerînd că nu timpul, ci viteza luminii este relativă.

Deosebirile dintre mecanica clasică şi mecanica relativistă apar numai în domeniul vitezelor mari, apropiate de cea a luminii. Pentru viteze mici, cele două mecanici conduc aproximativ la aceleaşi rezultate. Cum ecuaţiile mecanicii clasice sînt mai simple decît cele relativiste, urmează că putem folosi şi mai departe vechea mecanică newtoniană, în toate problemele practice unde intervin viteze mici.

La data cînd a apărut teoria relativităţii restrînse, vitezele mari erau puţin cunoscute; se întîlneau numai în cercetările ştiinţifice de laborator, ca de pildă în studiul descărcărilor electrice din gaze. De aceea, la început, mulţi fizicieni şi-au manifestat neîncrederea în teoria lui Einstein, avînd convingerea că ea este o simplă curiozitate ştiinţifică, fără de nici un interes practic. Matematicianul francez H. Poincaré sfătuia pe profesorii din vremea lui să nu predea elevilor mecanica relativistă în locul celei clasice. Pentru că, spunea el, „cu mecanica clasică vor avea elevii de lucrat; oricît de mult vor progresa automobilele, vehiculele nu vor atinge niciodată vitezele pentru care mecanica curentă nu mai este valabilă. Mecanica relativistă este un lux, şi nu trebuie să ne gîndim la lux decît numai atunci cînd acesta nu este în detrimentul necesarului."

Nu au trecut nici două decenii şi aceste păreri ale savantului francez au fost complet infirmate. Vitezele mari, apropiate de cea a luminii şi-au făcut apariţia şi în dispozitivele electronice practice, făcînd necesară intervenţia mecanicii relativiste. Foarte curînd teoria relativităţii restrînse s-a dovedit a fi nu un lux, ci o necesitate stringentă, de care trebuie ţinut seama în calculele inginereşti. Împreună cu teoria cuantelor, această teorie a contribuit la declanşarea revoluţiei ştiinţifico-tehnice din vremea noastră, cu rezultate spectaculoase

Scanned with CamScanner

în viaţa de toate zilele. Astfel, s-a dovedit odată mai mult că cercetările ştiinţifice, oricît ar fi ele la început fără contingenţă cu practica, sfîrşesc mai totdeauna prin a veni în ajutorul oamenilor, realizînd progrese tehnice care reuşesc să dea vieţii un conţinut mai bogat.

Cu totul alta este situaţia în ceea ce priveşte relativitatea generalizată, ale cărei principii le-a expus Einstein în 1916, în memoriul său „Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie" (Bazele teoriei relativităţii generalizate). Considerată de foarte mulţi fizicieni ca teoria cîmpului gravitaţional, ea nu a contribuit încă la progresul tehnicii, dar în schimb a dat un puternic impuls dezvoltării cunoştinţelor noastre cosmologice. Nu este exclus ca, într-un viitor ceva mai îndepărtat, aceste cunoştinţe să poată fi de folos oamenilor la explorarea spaţiului cosmic, în condiţii pe care astăzi nici nu le putem bănui.

Şi relativitatea generalizată şi-a asociat un postulat auxiliar, denumit *principiul echivalenţei*. Acesta a înregistrat de la început un succes remarcabil, prevăzînd curbarea razelor de lumină într-un cîmp gravitaţional. Ideea lui Einstein după care gravitaţia nu este o forţă, în sensul obişnuit al cuvîntului, ci o proprietate a spaţiului, reprezintă o soluţie mai mult matematică (geometrică) decît fizică. În aşteptarea soluţiei fizice — dacă există vreuna — trebuie să privim soluţia lui Einstein ca pe una din cele mai grandioase creaţii ale minţii omeneşti, urzită din calcule matematice foarte abstracte.

*

Prezenta carte despre teoria relativităţii se deosebeşte în multe privinţe de publicaţiile similare apărute la noi (foarte puţine) sau peste hotare. Ea se adresează unor cititori familiarizaţi cu fizica şi matematica predate în liceu, după programele actuale. Este o carte de popularizare la un nivel ceva mai înalt, compatibil cu progresele învăţămîntului ştiinţific general din vremea noastră.

Autorul a urmărit cu deosebire explicarea bazelor fizice ale teoriei relativităţii, pentru că acestea relevă, chiar şi astăzi, surprize şi neînţelegeri mari. Pentru a se putea atinge acest scop s-a cercetat, pe cît a fost cu putinţă, succesiunea în timp a faptelor, punîndu-se în evidenţă problemele apărute pe parcurs şi modul în care au fost soluţionate. Dealtfel, numai urmărind progresul gîndirii ştiinţifice de-a lungul

Scanned with CamScanner

anilor poţi să-ţi dai seama de necesitatea intervenţiei anumitor idei într-un anumit moment al dezvoltării cercetărilor ştiinţifice.

De asemenea, în carte, se insistă mai mult decît se obişnuieşte asupra relativităţii clasice, deoarece prin exemple simple, uşor de analizat, această relativitate înlesneşte înţelegerea concepţiei einsteiniene. În capitolul respectiv se arată modul cum a apărut în fizică problema relativităţii — care nu are nici o legătură cu relativismul filozofic — şi se caută să se explice, prin consideraţii simple, de ce fenomenele mecanice sînt independente de mişcarea sistemului inerţial în care se cercetează.

Trecînd la relativitatea restrînsă — care formează obiectul principal al acestei cărţi — autorul a considerat necesar să se ocupe mai întîi de problema eterului. Pentru că, în epoca modernă, această problemă a contribuit cel mai mult la reintroducerea în fizică a studiului relativităţii, pe care oamenii de ştiinţă o dăduseră aproape complet uitării, după semnalarea ei de către Galilei şi Newton. A fost luată în discuţie ipoteza antrenării eterului şi s-a dat o demonstraţie nouă formulei lui Fresnel. Această formulă, verificată de experienţă, constituie un succes de mare răsunet al teoriei relativităţii, fiind obţinută şi de Einstein, dar fără ipoteza eterului antrenat.

Ocupîndu-se de eterul electromagnetic, autorul a trebuit, firește, să vorbească pe scurt şi de cîmpul electromagnetic, pentru a putea ajunge la identificare eterului luminos cu cel electromagnetic. După părerea autorului, exprimată şi cu alte prilejuri, ecuaţiile cîmpului electromagnetic, stabilite de Maxwell, exprimă fiecare cîte un fenomen de inducţie: ecuaţia I exprimă fenomenul de *inducţie magnetoelectrică* (după denumirea dată de autor), iar ecuaţia a II-a exprimă, după cum se ştie, fenomenul de *inducţie electromagnetică*. Numai în felul acesta ecuaţiile cîmpului electromagnetic capătă o tratare simetrică, putînd explica analogia lor structurală.

În expunerea experienţei lui Michelson s-a căutat să se pună în evidenţă nu numai rezultatul ei negativ, ci şi faptul (semnalat de autor în Revue générale des Sciences din 1939) că în formulele acestei experienţe sînt conţinute toate cele trei ipoteze, ce pot să justifice, fiecare în parte, insuccesul experienţei lui Michelson. Este menţionată şi *ipoteza balistică* propusă de W. Ritz, care sub forma ei iniţială s-a dovedit, e drept, necorespunzătoare. Faptul că această ipoteză poate fi dedusă, într-o formă mai complicată, din principiul

Scanned with CamScanner

relativității, ne îndreptățește să credem că repunerea ei în discuție ar putea da rezultate pozitive.

Formulele de transformare ale lui Lorentz sînt demonstrate aici pe trei căi:

1) așa cum se procedează în mod curent, pornind de la identitatea ecuațiilor de propagare a două unde luminoase sferice în două sisteme inerțiale. Pentru generalizare, au fost introduse de la început variabilele $u=ct$ și $u'=c't'$, ceea ce permite să se dezvolte calculele fără ajutorul vreunui postulat suplimentar (cum este postulatul constanței vitezei luminii). Trecerea de la formulele finale la formulele lui Lorentz se face la sfîrșitul calculelor, prin introducerea expresiilor $u=ct$ și $u'=ct'$, în care este inclus postulatul lui Einstein. Dar se pot folosi și formulele $u=ct$ și $u'=c't$, în care figurează postulatul timpului absolut, asociat cu relativitatea vitezei luminii.

2) considerîndu-se o mișcare rectilinie și uniformă studiată din două sisteme inerțiale diferite. Fiecare observator din aceste sisteme determină o altă viteză a mișcării. Formulele de transformare, care se obțin pe această cale, cuprind ambele viteze. Admițînd că poate să existe o mișcare a cărui viteză este aceeași în toate sistemele inerțiale, se ajunge imediat la formulele lui Lorentz. Dar se poate introduce în calcule și postulatul timpului absolut, ceea ce conduce la grupul de transformări despre care am vorbit, unde viteza luminii este relativă.

3) prin demonstrația lui Langevin, în care doi observatori, aflați în sisteme inerțiale diferite, determină fiecare durata unui fenomen de reflexie multiplă a unei raze de lumină între două oglinzi paralele.

Prin aceste calcule autorul a voit să atragă atenția cititorilor asupra faptului că principiul relativității poate fi asociat nu numai cu postulatul lui Einstein, ci și cu postulatul clasic al timpului absolut, admițînd că viteza luminii este relativă.

În capitolul consacrat concepției relativiste a spațiului și timpului, s-a atras atenția asupra faptului că efectele relativiste — contracția spațiului și dilatarea timpului — sînt reciproce. Această proprietate îngreuiază înțelegerea paradoxurilor relativității, așa cum sînt ele expuse în literatura relativistă de astăzi.

Considerațiile matematice din teoria relativității ne conduc la concepția unui *continuum cuadridimensional*, care a fost

Scanned with CamScanner

numai schițat în carte, întrucît înțelesul lui fizic este departe de a fi inteligibil. Apare acum tot mai evident faptul că cercetarea realității la nivele mai adînci scoate la iveală fenomene care nu pot căpăta de la început explicații simple și intuitive, așa cum ne-a obișnuit fizica clasică). Ne îndepărtăm tot mai mult de modelele fizice concrete, ușor de înțeles, cu care s-a lucrat în veacul trecut, pentru a intra în posesia unor modele matematice foarte abstracte, care ne dau posibilitatea să cunoaștem numai fenomenele fără să le putem înțelege, așa cum s-ar cuveni.

Dilatarea timpului, mai mult chiar decît contracția spațiului, a scăpat pînă acum tuturor încercărilor de înțelegere rațională. Speranțele puse în colaborarea fizicii cu filozofia pentru explicarea acestor fenomene s-au dovedit zadarnice[1]. Problema timpului din relativitatea einsteiniană poate căpăta o soluție simplă și perfect inteligibilă numai dacă se ia în considerație sincronizarea cuplată a ceasornicelor din sistemele inerțiale. Acestei operații nu i s-a acordat pînă în prezent importanța cuvenită, deși ea se dovedește a fi condiția *sine qua non* a valabilității principiului relativității. Einstein s-a ocupat cel dintîi de sincronizarea ceasornicelor dintr-un referențial, dar numai în legătură cu problema simultaneității evenimentelor. Autorul a stabilit o expresie mai generală pentru condiția de sincronizare a lui Einstein, luînd media geometrică a duratelor parțiale de propagare a luminii între ceasornicele ce trebuie reglate. Sub această formă nouă legea de sincronizare, valabilă pentru un observator în repaus față de fenomenul sincronizant, se poate extinde și observatorului în mișcare față de acest fenomen.

Noua condiție de sincronizare permite să se obțină formula dilatării timpului din relativitatea einsteiniană, ceea ce dovedește că principiul relativității este valabil într-un sistem inerțial numai dacă ceasornicele din sistem sînt sincronizate cuplat. Se ajunge astfel la rezultatul că enunțul actual al principiului relativității este incomplet: nu este suficient ca referențialele în care vrem să aplicăm principiul relativității să fie inerțiale, mai trebuie ca ele să fie și sincronizate cuplat. De aceea, autorul și-a permis să formuleze principiul relativității într-un mod mai complet: *legile fenomenelor fizice au aceeași formă în toate sistemele inerțiale sincronizate cuplat.*

---

[1] N. Bărbulescu, *Pe marginea aprioritismului kantian*, în „Revista fundațiilor", anul XII, nr. 2, pp. 348–366, 1945.

Scanned with CamScanner

Pentru a putea pătrunde mai adînc în problema timpului din teoria relativităţii restrînse, autorul s-a văzut obligat să-i consacre un întreg capitol, pe baza ideilor expuse într-un studiu apărut de curînd[1].

Timpul fizic, noţiune folosită în ştiinţă, prezintă unele proprietăţi caracteristice, neîntîlnite la alte categorii de timp (timp filozofic, timp biologic etc.). Există un timp brut, ca şi un timp măsurat, ce pot fi dilatate, respectiv contractate, după voinţă. În concepţia fizică a teoriei relativităţii, timpul brut al fenomenelor se dilată prin sincronizarea cuplată a ceasornicelor de către observatorii în mişcare. Dimpotrivă, în concepţia metafizică a relativităţii susţinută de Einstein şi Langevin, timpul brut se dilată spontan, ca o entitate distinctă, putînd să regleze el însuşi ceasornicele din referenţiale. A sosit însă momentul să renunţăm la această concepţie metafizică, după care timpul acţionează ca o forţă motoare putînd să modifice el singur mersul ceasornicelor fizice.

Cercetînd efectul sincronizării asupra comportării timpului fizic, autorul a schiţat şi o concepţie semirelativistă, potrivit căreia timpul brut al unui fenomen prezintă aceeaşi valoare pentru toţi observatorii, exact ca în concepţia clasică; dar timpul măsurat variază, ceea ce asigură valabilitatea principiului relativităţii. În contextul acestor consideraţii a fost stabilită *legea invarianţei timpului brut* (după denumirea dată de autor), lege care traduce totodată dilatarea timpului măsurat.

În această problemă a timpului fizic, punctul de vedere nou, susţinut de autor, se referă la dilatarea timpului, considerată ca o consecinţă a sincronizării cuplate a ceasornicelor de către observatori. Potrivit acestei idei, nu scurgerea timpului comandă mersul ceasornicelor, cum se crede în mod curent, ci dimpotrivă, mersul ceasornicelor comandă scurgerea timpului. Admiţînd că dilatarea timpului într-un referenţial este provocată de observatori, se dovedeşte foarte uşor că celebrele paradoxuri ale relativităţii einsteiniene nu au nimic ... paradoxal! Fenomenele de care se ocupă ele se desfăşoară în mod normal, astfel că prelungirea tinereţii, sau chiar a vieţii, în rachetele rapide din cosmos, îşi pierde orice temei.

În tratarea obişnuită a teoriei relativităţii, dilatarea timpului trebuie considerată ca un efect aparent, întrucît o

---

[1] N. Bărbulescu, *Problema timpului în teoria relativităţii restrînse* în „Revista de filozofie", tom. XXIII, nr. 5, pp. 581–590, 1976.

Scanned with CamScanner

constată observatorul în mișcare față de sistemul unde se produce fenomenul studiat. Dar pot să existe și cazuri cînd această dilatare a timpului este un efect real; așa se întîmplă, bunăoară, la dezintegrarea miuonilor cosmici (observațiile lui Frisch și Smith). Autorul a schițat aici o explicare simplă a acestei dilatări reale, care relevă o transformare mai adîncă a dezintegrării miuonilor cosmici.

Cinematica, dinamica și electrodinamica din cadrul teoriei relativității au fost expuse pe scurt, indicîndu-se în fiecare capitol numai cîte două efecte relativiste, verificate de experiență.

O problemă interesantă de dinamică relativistă este variația masei cu viteza, despre care fizica newtoniană nu a avut niciodată cunoștință. În această carte a fost expusă, cu explicații suplimentare, demonstrația lui Tolman, ca fiind cea mai simplă și mai ușor de înțeles. În unele manuale didactice se găsesc demonstrații și mai simple în această privință; dar, din păcate, aceste demonstrații nu excelează prin exactitate.

Autorul a insistat asupra înțelesului corect ce trebuie atribuit formulei lui Einstein, care exprimă echivalența dintre masă și energie și nu transformarea masei în energie, cum susțin unii fizicieni occidentali. Un argument hotărîtor în sprijinul acestui punct de vedere a fost găsit de autor în analogia cu formulele propagării sunetului în gaze și lichide. Cu acest prilej autorul a emis părerea că formula lui Einstein $W=mc^2$ reprezintă o *lege de nivel* a cunoașterii, valabilă atît nivelului macroscopic, cît și celui microscopic. Generalizînd această lege și pentru nivelul subcuantic, se ajunge la concluzia că ar putea să existe cîte o viteză limită de propagare a cîmpurilor pentru fiecare nivel de cunoaștere. Pentru nivelul subcuantic, o astfel de viteză ar atinge valori uluitoare.

Partea a treia a cărții își propune să inițieze pe cititori în ideile fizice mai importante ce stau la baza relativității generalizate. De o tratare mai amplă a acestei teorii nu poate fi vorba aici, din cauza fundamentelor ei matematice care depășesc cu mult nivelul acestei cărți.

Pentru a justifica generalizarea principiului relativității la toate sistemele de referință, a fost luată în cercetare problema sistemelor neinerțiale (așa cum a fost expusă de autor într-un studiu publicat în 1957). Se arată aici că, după cum într-un sistem inerțial poate să existe o mișcare uniformă (și rectilinie) a punctelor materiale și în absența forțelor, tot astfel

Scanned with CamScanner

într-un sistem neinerţial poate să existe o mişcare variată a punctelor materiale şi în lipsa forţelor. Dinamica sistemelor neinerţiale se poate reduce la dinamica sistemelor inerţiale cu condiţia ca, alături de forţele reale ce acţionează, să considerăm şi forţele fictive de inerţie. Sistemele neinerţiale, unde în fiecare punct există cîte o acceleraţie, reprezintă de fapt cîmpuri inerţiale. De aceea, cîmpul gravitaţional din jurul maselor, caracterizat printr-o acceleraţie de fond, este echivalent cu un cîmp inerţial. Acest adevăr, formulat pentru prima oară de Einstein sub numele de *principiul echivalenţei*, stă la baza teoriei relativiste a gravitaţiei.

Deoarece razele de lumină se curbează în cîmpurile inerţiale, ele trebuie să se curbeze şi în cîmpurile gravitaţionale. Efectul a fost descoperit de Einstein, mai întîi în cadrul mecanicii clasice şi apoi prin mecanica relativistă, cu deosebirea că efectul relativist este de două ori mai mare decît cel clasic.

Deviaţia razelor de lumină în cîmpul gravitaţional traduce, după Einstein, curbarea spaţiului care are, în aceste condiţii, un caracter riemannian. O înţelegere mai intuitivă a spaţiului curb a fost găsită de autor prin completarea enunţului obişnuit al principiului inerţiei. Astfel, mişcarea unui punct material izolat depinde nu numai de caracterul sistemului de referinţă din care se studiază, ci şi de caracterul spaţiului în care se execută mişcarea. Punctul material izolat descrie o mişcare rectilinie şi uniformă numai într-un sistem inerţial din spaţiul euclidian. În spaţiul neeuclidian, mişcarea unui punct astfel de punct este curbilinie. Deci, cînd enunţăm principiul inerţiei ar trebui să precizăm şi caracterul spaţiului în care se mişcă punctul material izolat.

Ceea ce urmează mai departe în cuprinsul cărţii este o descriere sumară, de popularizare, a teoriei gravitaţiei concepută de Einstein, admiţînd că spaţiul din jurul maselor mari este neeuclidian, ceea ce ne obligă să introducem în calcul curbura acestui spaţiu. Astfel, cîmpul gravitaţional are în teoria lui Einstein o interpretare pur geometrică şi nicidecum fizică.

Cartea se încheie cu povestea vieţii ilustrului autor al teoriei relativităţii, un model de viaţă închinată cunoaşterii ştiinţifice şi înfrăţirii dintre oameni. Am considerat că omul nu trebuie separat de opera lui, cînd această operă constituie una din cele mai grandioase realizări ale geniului omenesc.

Lucrarea, în ansamblu, reprezintă o încercare de a expune bazele fizice ale teoriei relativităţii, cu o claritate şi la un nivel care să satisfacă pe cît mai mulţi cititori. Au fost sem-

Scanned with CamScanner

nalate de cîteva ori dificultăţile care mai există astăzi în înţelegerea acestei teorii şi peste care, din păcate, se trece încă cu destulă uşurinţă, deşi prin eforturi mai susţinute s-ar putea, credem, elimina multe din aceste dificultăţi.

Autorul consideră că lucrarea lui îşi va atinge scopul numai dacă va reuşi să trezească interesul cititorilor pentru înţelegerea cît mai clară a problemelor legate de marea operă a omului care a fost figura dominantă a secolului al XX-lea, Albert Einstein.

N. BĂRBULESCU

Scanned with CamScanner

I. RELATIVITATEA CLASICĂ

I.1. DESCOPERIREA PRINCIPIULUI RELATIVITĂŢII

Principiul relativităţii a fost întrevăzut de părintele dinamicii moderne, Galileo Galiei, ca urmare a străduinţelor lui de a dovedi că pămîntul se mişcă prin spaţiu, aşa cum cerea concepţia lui Copernic. Se ştie că marele astronom polonez se ridicase împotriva ideilor lui Aristotel şi Ptolemeu, idei susţinute încă de învăţaţii secolului al XVII-lea, după care Pămîntul ar fi fix în spaţiu, iar în jurul lui s-ar mişca Soarele şi planetele. În cartea pe care a publicat-o la Florenţa în 1632, cu titlul: „Dialogo di Galileo Galilei sopra i due massimi sistemi del mondo Tolemaico e Copernicano" (Dialogul lui Galileo Galilei asupra celor două sisteme mari ale lumii, ptolemeic şi copernician), Galilei combate părerea celor care susţineau că, dacă Pămîntul s-ar mişca prin spaţiu, unele fenomene s-ar petrece cu totul altfel de cum le observăm noi. Lăsînd să cadă o piatră din vîrful unui turn, se constată că ea ajunge exact la baza turnului; dar, dacă Pămîntul ar fi în mişcare, se credea că piatra ar trebui să cadă ceva mai departe deoarece, în timpul căderii ei, turnul se îndepărtează de traiectoria verticală a pietrei: la fel cum o greutate pornită din vîrful unui catarg, pe o corabie în mişcare, cade mai în spre pupă.

E drept că nimeni nu încercase pînă atunci să observe acest fenomen, dar toată lumea era convinsă, din consideraţii filozofice, că aşa trebuie să fie.

Pentru a putea stabili cu precizie dacă Pămîntul se mişcă sau nu prin spaţiu trebuie să recurgem la experienţe, susţine Galilei. Şi anume, la experienţe efectuate pe o corabie în

Scanned with CamScanner

repaus şi apoi în mers rectiliniu şi uniform (fără ruliu şi fără tangaj). Ar fi posibil să se descopere, în aceste condiţii, dacă mişcările de pe puntea vasului sînt sau nu influenţate de deplasarea acestuia. Dacă nu sînt influenţate, atunci nici nici mişcările de la suprafaţa Pămîntului nu sînt influenţate de translaţia globului terestru, astfel că inexistenţa acestor influenţe nu poate fi invocată în sprijinul concepţiei aristotelice, după care Pămîntul ar fi fix în spaţiu. Învăţatul florentin descrie în cartea lui o serie de experienţe, pe care nu ştim dacă le-a efectuat într-adevăr, dar rezultatele lor convin perfect punctului său de vedere că nimic din ceea ce se petrece pe corabia în mişcare rectilinie şi uniformă nu poate să pună în evidenţă deplasarea acestuia. El scrie:

„Sărind, vă veţi deplasa pe punte la aceeaşi distanţă ca şi mai înainte şi nu veţi face salturi mai mari în direcţia pupei decît în direcţia prorei, dacă corabia se mişcă repede, deşi în timpul cît vă aflaţi în aer, puntea de sub d-voastră se va mişca în direcţie contrară saltului d-voastră. Aruncînd un obiect oarecare unui prieten, nu veţi fi nevoit să-l aruncaţi cu o forţă mai mare dacă acesta se găseşte la proră, iar d-voastră la pupă, decît în cazul în care poziţiile d-voastră ar fi inverse. Ca şi pînă acum, picăturile vor cădea toate în vasul pus dedesubt şi nici una nu va cădea mai aproape de pupă, deşi în timpul cît picătura se află în aer, corabia străbate multe palme. Peştii din apă nu vor trebui să înoate cu efort mai mare spre partea anterioară decît spre partea posterioară a vasului; ei se vor arunca cu aceeaşi agilitate spre hrana pusă în orice parte a vasului în care se află. În sfîrşit, fluturii şi muştele vor continua să zboare ca şi mai înainte în toate direcţiile şi niciodată nu se va întîmpla ca să se adune la peretele dinspre pupă, ca şi cum ar fi obosit, urmărind mişcarea rapidă a corăbiei de care au fost izolaţi în întregime, menţinîndu-se mult timp în aer. Iar dacă de la o picătură de tămîie aprinsă se formează puţin fum, se va vedea cum acesta se ridică drept în sus şi se comportă ca un nor, mişcîndu-se oricum, nu mai mult într-o parte decît în alta".

O experienţă întreprinsă special în acest scop, de a observa influenţa mişcării unei corăbii asupra unor fenomene din cuprinsul ei, se datoreşte filozofului francez Pierre Gassendi. Acesta a studiat în 1640 căderea unei pietre din vîrful catargului unei corăbii în mers, în apropiere de portul Marsilia: piatra a căzut exact la baza catargului, ca şi cum corabia ar fi stat pe loc.

Scanned with CamScanner

Din cele publicate de Galilei nu reiese în mod clar că el ar fi întrevăzut aici existenţa unei legi generale, care să justifice desfăşurarea unor fenomene în sistemele aflate în mişcare rectilinie şi uniformă. Meritul de a fi formulat pentru prima dată o astfel de lege îi revine lui Newton. În celebra lui operă: „Philosophiae naturalis principia mathematica" (Principiile matematice ale filozofiei naturale) din 1687, tratînd „axiomele sau legile mişcării", ilustrul învăţat englez enunţă corolarul V în modul următor: „Mişcările corpurilor închise într-un spaţiu sînt aceleaşi între ele, fie că acel spaţiu se află în repaus, fie că el se mişcă rectiliniu şi uniform fără mişcare circulară". În explicaţia ce însoţeşte acest corolar, Newton scrie: „Într-o corabie toate mişcările se întîmplă la fel, fie că ea este în stare de repaus, fie că se mişcă în linie dreaptă"[1]. După cum se vede din acest citat, influenţa lui Galilei asupra lui Newton este evidentă, dar învăţatul englez omite să-l menţioneze pe cel care a iniţiat primele cercetări în această direcţie.

I.2. PRINCIPIUL RELATIVITĂŢII CLASICE

Se numesc *sisteme (referenţiale) inerţiale* toate acele sisteme de referinţă care se mişcă, unele faţă de altele, în mod rectiliniu şi uniform, fără să posede şi mişcări de rotaţie. Un astfel de sistem este sistemul heliocentric, a cărui origine este fixată în Soare, iar axele de coordonate sînt îndreptate către trei stele, socotite ca puncte fixe. Orice sistem de referinţă care se mişcă rectiliniu şi uniform în raport cu sistemul heliocentric este, deasemenea, un sistem inerţial.

Referenţialele fixate de Pămînt nu sînt riguros inerţiale, deoarece globul terestru are şi o mişcare de rotaţie. Dar efectele acestei rotaţii, sînt în general neglijabile (acceleraţia Coriolis fiind aproximativ de 3000 de ori mai mică decît acceleraţia gravitaţiei), astfel încît orice sistem de referinţă solidar cu Pămîntul se poate considera practic inerţial.

Sistemele inerţiale prezintă o proprietate fizică foarte importantă: mişcarea acestora nu influenţează fenomenele fizice din cuprinsul lor. Căderea liberă a corpurilor, mişcarea pendulelor etc. se execută la fel, fie că sistemul inerţial se află în repaus, fie că se află în mişcare rectilinie şi uniformă (faţă de Pămînt). Această înseamnă că: *nici o experienţă*

Scanned with CamScanner

mecanică, executată într-un sistem inerțial, nu poate să pună în evidență mișcarea rectilinie și uniformă a sistemului. Un observator aflat în cuprinsul unui astfel de sistem nu poate să-și dea seama de mișcarea acestuia, decît numai dacă privește lucrurile din afară.

Dar dacă mișcarea sistemului este variată, deci dacă există o accelerație, observațiile efectuate în cuprinsul sistemului pot să pună în evidență mișcarea acestuia. Astfel, cînd trenul merge rectiliniu și uniform, nu putem să ne dăm seama de mișcarea lui, nu putem să știm dacă se mișcă sau stă pe loc (presupunînd că nu se aude zgomotul roților, nu se simt trepidațiile vagonului și nu privim în afară). Cînd însă trenul se oprește brusc putem să cădem înainte, ca și bagajele de deasupra noastră; mișcarea variată din acel moment se face simțită prin diverse fenomene care apar în interiorul vagonului. De asemenea, dacă referențialul se rotește în jurul unei axe, ne putem da seama de această mișcare prin experiențe efectuate în cuprinsul lui. Astfel, dacă Pămîntul ar fi învăluit tot timpul de nori, care ne-ar împedica să vedem mersul Soarelui și al stelelor pe bolta cerească, am putea ști că globul se rotește făcînd experiențe cu pendulul lui Foucault.

Pentru a explica independența mișcărilor dintr-un sistem inerțial de translația acestuia, să studiem săritura pe care un om o poate face pe puntea unui vapor. Considerăm mai întîi că vaporul stă pe loc; aflat în poziția O (fig. 1), omul face o săritură spre proră (partea cu care vasul înaintează) și ajunge în A_1 după intervalul de timp t. Pentru simplitate, presupu-

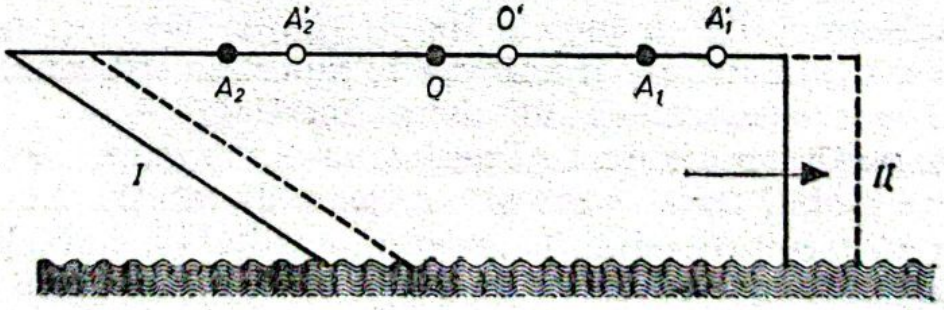


Fig. 1

nem că săritura se face rectiliniu și uniform, cu viteza w față de vas, astfel că

$$OA_1 = wt. \qquad (I.2.1)$$

Apoi omul repetă săritura în condiții perfect identice, dar înspre pupă (partea opusă prorei). În intervalul de timp

Scanned with CamScanner

t el ajunge în poziţia A_2, situată evident la aceeaşi depărtare de O ca şi poziţia A_1. Avem de asemenea:

$$OA_2 = wt. \qquad (I.2.2)$$

Presupunem acum că vasul înaintează pe apă rectiliniu şi uniform, cu viteza v faţă de ţărm. Omul, aflat în punctul O, repetă cele două sărituri despre care am vorbit, în condiţii perfect identice (cu aceeaşi viteză w). În primul caz, el începe săritura pornind din punctul O, cînd vasul se găseşte în poziţia I, şi ajunge în punctul A_1' (faţă de ţărm), cînd vasul se află în poziţia II. În acest timp, punctul O de pe puntea vasului a trecut în poziţia O' (faţă de ţărm), mişcîndu-se cu viteza v (viteza vaporului), deci

$$OO' = vt.$$

Aşadar, săritura observată pe vapor este din O' în A_1'; observată de pe ţărm, ea este din O în A_1'. Dacă fenomenele mecanice dintr-un sistem inerţial sînt independente de mişcarea sistemului, atunci lungimea $O'A_1'$ a săriturii de pe vasul în mişcare trebuie să fie egală cu lungimea OA_1 a săriturii de pe vasul în repaus. Să dovedim acest fapt.

Cînd omul se află în repaus pe vasul care se mişcă cu viteza v faţă de ţărm, el are faţă de vas o viteză nulă: $w=O$. Dar faţă de ţărm el se mişcă cu viteza v, ce este viteza cu care vasul îl transportă. De aceea, cînd omul se mişcă pe vas cu viteza w în sensul deplasării vasului, el are faţă de ţărm viteza $w+v$. Astfel, în intervalul de timp t, lungimea săriturii lui faţă de ţărm este

$$OA_1' = (w+v)t.$$

Săritura omului pe vasul în mişcare fiind $O'A_1'$, avem de pe figura *1*

$$O'A_1' = OA_1' - OO',$$

sau, ţinînd seama de expresiile stabilite mai sus pentru OA_1' şi OO', rezultă:

$$O'A_1' = (w+v)t - vt,$$

de unde

$$O'A_1' = wt.$$

Comparînd acest rezultat cu formula (I.2.1), deducem

$$O'A_1' = OA_1,$$

ceea ce era de demonstrat. Aşadar, după cum arată şi experienţa, lungimea săriturii pe vasul în mişcare rectilinie şi uniformă

Scanned with CamScanner

este egală cu lungimea săriturii pe vasul în repaus (față de țărm). Sau, generalizînd, *fenomenele mecanice se petrec la fel într-un sistem în repaus ca într-unul în mișcare rectilinie și uniformă.* Cu alte cuvinte, *mișcarea sistemelor inerțiale nu schimbă aspectul fenomenelor mecanice din cuprinsul lor.*

Să cercetăm acum și săritura OA', înspre pupă. De data aceasta omul sare în sens contrar mișcării vasului, astfel că viteza lui față de țărm este $w-v$. În intervalul de timp t, lungimea săriturii lui față de țărm este

$$OA_2^{\bullet}=(w-v)t,$$

iar săritura pe vas este

$$O'A_2'=OA_2'+OO'$$

și, ținînd seama de rezultatele precedente, avem:

$$O'A_2'=(w-v)t+vt,$$

de unde

$$O'A_2'=wt.$$

Comparînd acest rezultat cu formula (I.2.2), obținem

$$O'A_2'=OA_2,$$

adică exact ca în cazul precedent: lungimea săriturii pe vasul în mișcare este aceeași ca pe vasul în repaus.

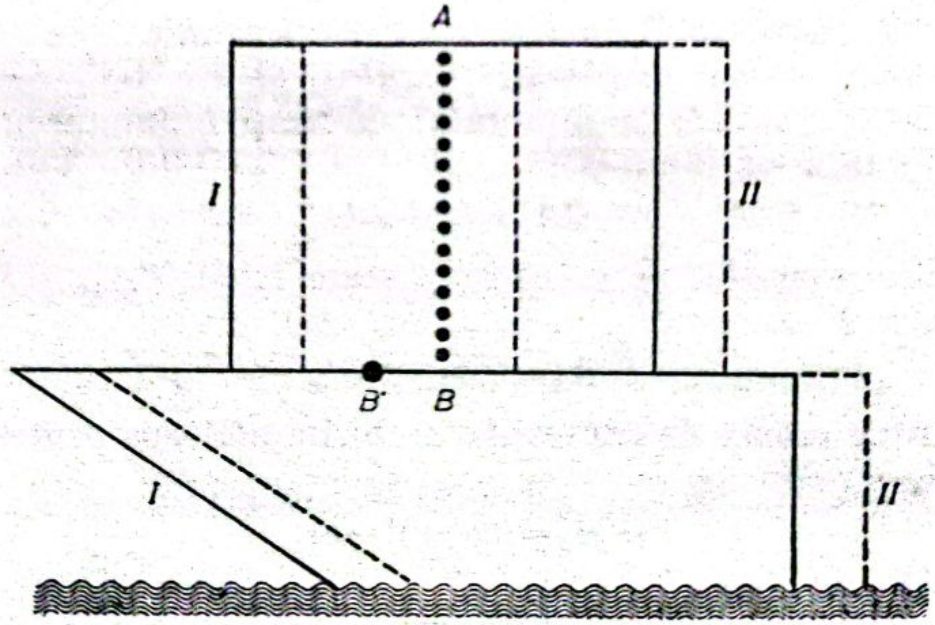


Fig. 2

Un alt fenomen mecanic, menționat de Galilei în observațiile sale, este căderea picăturilor de apă pe o corabie în repaus, respectiv în mișcare rectilinie și uniformă (față de țărm). Cînd vasul stă pe loc, picăturile pornite din A (fig. 2),

Scanned with CamScanner

într-o cabină de pe puntea corăbiei, cad pe verticală și ating podeaua în punctul B. Cînd vasul se deplasează, am fi tentați să credem că picăturile vor cădea în B', deoarece cînd picătura străbate lungimea AB, podeaua se deplasează în direcția mișcării vasului, astfel că punctul B' ocupă poziția lui B. În felul acesta, mișcarea rectilinie și uniformă a vasului ar influența fenomenul de cădere al picăturilor, astfel că mișcările din cuprinsul unui sistem inerțial nu ar mai fi independente de mișcarea lui.

În realitate, așa ceva nu se întîmplă. Experiența arată că picăturile cad în același punct B, fie că vasul este în repaus, fie că este în mișcare rectilinie și uniformă. De ce? Pentru că fiecare picătură este antrenată de mișcarea vasului. Astfel că se mișcă nu cu o singură viteză w (de cădere pe verticală), ci cu două viteze, cea de a doua fiind viteza de translație v a vasului. Datorită însumării vectoriale a acestor viteze, fiecare picătură este deplasată în cădere, puțin cîte puțin, în sensul mișcării vasului, ceea ce face ca, pînă la sfîrșit, picăturile să cadă tot în punctul B, ca și cînd vasul ar sta pe loc.

Prin generalizare trebuie să admitem că: *nici o experiență mecanică, executată într-un sistem inerțial, nu poate să pună în evidență mișcarea acestuia.* Pe baza acestui rezultat s-a formulat *principiul relativității clasice (galileiene): legile fenomenelor mecanice nu sînt influențate de mișcarea sistemului inerțial în care se studiază*, sau: *legile fenomenelor mecanice au aceeași formă în toate sistemele inerțiale.*

Prin redescoperirea principiului relativității, s-a pus capăt tuturor discuțiilor ce se mai făceau pe tema existenței mișcării absolute. În adevăr, se spune că o mișcare este „absolută" cînd ea ar fi determinată față de un reper absolut fix în spațiu: sau numai prin experiențe executate în cuprinsul sistemelor în mișcare.

Putem găsi un reper absolut fix în spațiu? Toate mișcările din jurul nostru le cercetăm în raport cu Pămîntul; dar globul terestru nu reprezintă un sistem de reper fix, întrucît se mișcă prin spațiu către punctul de pe bolta cerească numit *apex*. Mișcarea Soarelui o determinăm în raport cu stelele, care nici ele nu sînt fixe, avînd mișcări proprii; aceste mișcări le determinăm în raport cu Pămîntul. Prin urmare, nu putem găsi în univers un sistem de referință fix în spațiu. Concepția materialist-dialectică xplică acest fapt, cînd susține că materia se află în continuă mișcare.

Scanned with CamScanner

Dacă nu putem să găsim un reper absolut fix în spaţiu, nu am putea, în schimb, să determinăm mişcarea absolută prin experienţe efectuate în cuprinsul sistemelor mobile? Principiul relativităţii din mecanică exclude şi această posibilitate. Vom vedea, ceva mai departe, că nu numai experienţele mecanice, dar nici o experienţă posibilă, din oricare alt domeniu, nu poate să pună în evidenţă mişcarea sistemelor inerţiale, ca şi a celor neinerţiale.

Aşadar, mişcarea absolută este un fenomen pe care ştiinţa nu-l poate cerceta, ca şi cum nici nu ar exista. Singurele mişcări ce pot fi determinate sînt mişcările relative, faţă de repere mobile. Astfel, principiul relativităţii îşi merită pe drept numele, întrucît susţine că nu există decît mişcări relative.

I.3. SINCRONIZAREA SISTEMELOR INERŢIALE

În expresia legilor fizice intervine deseori parametrul de stare t, reprezentînd timpul. Cînd un fenomen fizic se petrece în mai multe puncte ale unui referenţial, putem cunoaşte exact legea acestui fenomen numai dacă ceasornicele cu care măsurăm timpul în acele puncte au un mers perfect identic, adică sînt *sincronice*. Spunem că un sistem de referinţă este *sincronizat*, atunci cînd toate ceasornicele din cuprinsul lui sînt sincronizate. Se realizează în felul acesta *timpul propriu* al sistemului respectiv, adică timpul care se „scurge" la fel pentru toate ceasornicele din sistem.

Necesitatea sincronizării ceasornicelor dintr-un referenţial reiese mai clar din următorul exemplu.

Presupunem două referenţiale O' şi O (fig. 3)[1] în repaus relativ; adică aceste două sisteme nu se mişcă unul faţă de celălalt, deci au viteza relativă v nulă. Dar amîndouă sistemele se pot mişca împreună rectiliniu şi uniform. Admitem că axele lor de coordonate sînt respectiv paralele între ele.

La un moment dat, în referenţialul O' o rază de lumină porneşte dintr-un punct A şi ajunge în punctul B, pe o direcţie paralelă cu axa $O'x'$ (Ox). Observatorul O' determină intervalul de timp $\Delta t'$ în care lumina străbate distanţa AB.

---

[1] Pentru simplificare, vom reprezenta prin aceeaşi literă atît sistemul inerţial, cît şi observatorul respectiv.

Scanned with CamScanner

Observatorul O determină pentru același fenomen intervalul de timp Δt. Se admite că avem întotdeauna

$$\Delta' t' = \Delta t. \qquad (I.3.1)$$

În realitate, această egalitate nu apare în toate cazurile, ci numai cînd aparatele de măsurat timpul — pe care le vom denumi cu termenul general de „ceasornice" — sînt sincrone.

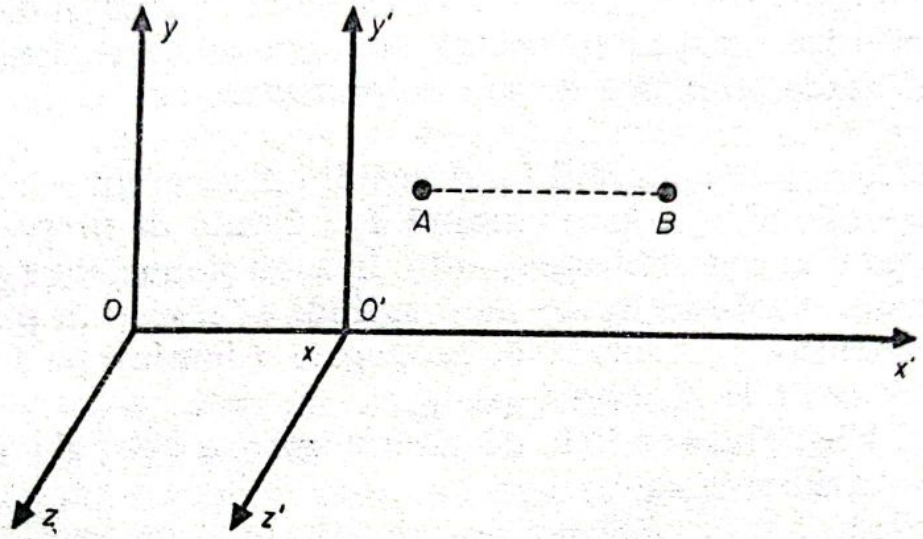


Fig. 3

Pentru a preciza ideile, să considerăm un caz concret. Observatorii O' și O așează fiecare cîte un ceasornic în punctele A și B. Cînd din punctul A pleacă o rază de lumină către punctul B, observatorul O notează momentul plecării, să zicem ora 10. Observatorul O' notează în același moment, după indicația ceasornicului său, ora 10 și 3 minute (deoarece presupunem că ceasornicile acestor observatori nu sînt sincrone). Lumina ajunge în B la momentul cînd ceasornicul lui O din acest punct arată 10 și 1 minut, iar ceasornicul lui O' arată 10 și 5 minute. Prin urmare:

$$\Delta t' = 2 \text{ minute} \qquad \Delta t = 1 \text{ minut}$$

Iată deci că, folosind ceasornice nesincrone, un același fenomen fizic — propagarea luminii între două puncte — nu se desfășoară la fel pentru cu cu doi observatori, deși aceștia se găsesc în situații perfect identice față de locul unde se produce fenomenul. Pentru observatorul O' fenomenul considerat pare că se produce mai încet decît pentru observatorul O, ceea ce este absurd.

Să vedem în ce constă tehnica sincronizării ceasornicelor dintr-un referențial, operație absolut necesară oricărei cerce-

Scanned with CamScanner

tări ştiinţifice. Cînd avem două ceasornice pe care vrem să le sincronizăm, operaţia este foarte simplă dacă cele două ceasornice se găsesc în acelaşi loc şi putem urmări direct mersul indicatoarelor lor. Operaţia este ceva mai complicată dacă ceasornicele, aflate în acelaşi referenţial, se găsesc în locuri diferite, de pildă unul în A şi altul în B. Folosim în acest scop metoda preconizată de Einstein: determinăm duratele de propagare ale unei raze de lumină de la A la B şi înapoi. Prin definiţie, susţine Einstein, cele două ceasornice sînt sincrone dacă ele indică durate de propagare egale, de dus şi întors.

Bunăoară, la momentul t_A pleacă din A un semnal luminos către B, unde ajunge la momentul t_B; durata de propagare a luminii pe distanţa AB este $t_B - t_A$. În acelaşi moment t_B semnalul luminos este reflectat de o oglindă şi revine în punctul A la momentul t_{1A}. Durata de propagare a luminii pe drumul invers, de la B la A, este $t_{1A} - t_B$.

După Einstein, condiţia de sincronizare a celor două ceasornice considerate este

$$t_B - t_A = t_{1A} - t_B.$$

Ceasornicul din B este sincron cu cel din A, dacă momentul t_B, indicat de acest ceasornic, coincide cu cel calculat din condiţia de sincronizare:

$$t_B = \frac{t_{1A} + t_A}{2}.$$

Mai putem calcula momentul t_B şi prin formula următoare, dedusă din condiţia de sincronizare a lui Einstein:

$$t_B = t_A + (t_{1A} - t_B) = t_A + \Delta t, \qquad (I.3.2)$$

în care Δt reprezintă durata de propagare a luminii între cele două poziţii A şi B. Calculul acestei durate se poate face şi într-altfel, luînd media geometrică a duratelor parţiale de propagare a luminii:

$$\Delta t = \sqrt{(t_{1A} - t_B)(t_B - t_A)}. \qquad (I.3.3)$$

Aceasta este *legea sincronizării ceasornicelor* dintr-un referenţial; ea reprezintă *condiţia lui Einstein generalizată*, putînd fi aplicată, după cum vom vedea şi în alte cazuri, mai complicate decît cel studiat aici.

La baza metodei de sincronizare a lui Einstein stă ideea după care *viteza luminii este aceeaşi în toate direcţiile dintr-un*

Scanned with CamScanner

referențial inerțial (bineînțeles, sincronizat). Este justă această afirmație?

Se înțelege că, dacă referențialul ar fi în repaus absolut, afirmația nu ar trezi nici o îndoială, știind că spațiul liber este totdeauna omogen și izotrop. Vrem să admitem însă că viteza luminii este independentă de direcție și atunci cînd referențialul se află în mișcare rectilinie și uniformă.

Avem dreptul să admitem acest fapt, deoarece prin nici o experiență efectuată într-un referențial inerțial (sincronizat) nu putem pune în evidență mișcarea rectilinie și uniformă a acestuia. Toate fenomenele din referențial se petrec exact ca și cum acesta ar fi în repaus absolut, așa cum cere principiul relativității. De aceea, independența vitezei luminii de sensul propagării, admisă pentru referențialul în repaus, trebuie să fie valabilă și pentru referențialul în mișcare rectilinie și uniformă.

Condiția de sincronizare a lui Einstein se referă la cazul simplu cînd un singur observator își sincronizează ceasornicele din referențialul său, folosind propagarea unei raze de lumină între două poziții. Se pot considera și doi observatori, situați în două referențiale, care se găsesc în repaus relativ, ca în experiența despre care am vorbit la început. Fenomenul sincronizant (propagarea luminii între două puncte) se petrece și acum într-un singur referențial, iar observatorii trebuie să-și regleze în așa fel ceasornicele încît să obțină egalitatea intervalelor de timp $\Delta t'$ și Δt. Să reținem că cei doi observatori au, în acest caz, aceeași situație față de fenomenul sincronizant: ei se găsesc în repaus față de locul unde se petrece fenomenul.

Deosebit de interesant este cazul cînd cei doi observatori nu au aceeași situație față de fenomenul sincronizant: unul din observatori (O') se află în repaus față de acest fenomen, iar celălalt (O) se află în mișcare rectilinie și uniformă. Semnalul sincronizant este lansat în sistemul O' de la A la B și înapoi (prin reflexia pe o oglindă).

Observatorul O' își sincronizează ceasornicele din A și B aplicînd formula (II. 3.3), în care introduce momentele t'_A, t'_B, t'_{1A}, determinate de el cînd o rază de lumină se propagă de la A la B și înapoi.

Observatorul O poate să-și sincronizeze ceasornicele în mod liber, fără să se supună vreunui criteriu special; el poate folosi un fenomen sincronizant oarecare, produs în propriul său sistem. Dar în acest caz el nu poate aplica principiul

Scanned with CamScanner

relativității, deoarece acest principiu pretinde ca un același fenomen să fie cercetat de doi observatori aflați în situații diferite: unul în repaus și altul în mișcare față de fenomen. De aceea, pentru a putea aplica principiul relativității, observatorul O își va regla ceasornicele cu ajutorul fenomenului sincronizant din sistemul O', folosind o lege de sincronizare de aceeași formă cu (I.3.3). Spunem că observatorul O realizează o *sincronizare cuplată* sau *relativistă*, întrucît este vorba de o sincronizare dependentă de alta, prin intermediul fenomenului sincronizant.

Așadar, prin sincronizarea cuplată a ceasornicelor, observatorii O' și O pot să definească, pentru un același fenomen de mișcare (propagarea luminii), două intervale de timp $\Delta t'$ și Δt, exprimate prin aceeași lege de sincronizare:

$$\Delta t' = \sqrt{(t'_{1A} - t'_B)(t'_B - t'_A)}$$

$$\Delta t = \sqrt{(t_{1A} - t_B)(t_B - t_A)}. \qquad \text{(I.3.4)}$$

Să cercetăm efectul sincronizării cuplate a ceasornicelor din sistemele inerțiale O' și O, considerînd fenomenul sincronizant despre care am vorbit: o rază de lumină se propagă în referențialul O', paralel cu axa $O'x'$ (Ox). Însemnăm cu v viteza de deplasare a referențialului O' față de referențialul O. Putem spune, tot așa de bine, că v reprezintă viteza de deplasare a sistemului O față de O'. Adică v reprezintă *viteza relativă* a unui sistem față de celălalt.

Pentru observatorul O, durata de propagare a luminii de la A la B este:

$$t_B - t_A = \frac{AB}{c - v},$$

iar pentru propagarea de la B la A, durata este

$$t_{1A} - t_B = \frac{AB}{c + v}.$$

Înmulțind între ele aceste două expresii, obținem

$$AB = c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\sqrt{(t_{1A} - t_B)(t_B - t_A)}.$$

Observatorul O' urmărește și el propagarea razei de lumină de la A la B și înapoi, determinînd momentele respective: t'_A, t'_B, t'_{1A}. El stabilește o formulă analoagă precedentei, cu deosebirea că $v = 0$, deoarece acest observator este în repaus

Scanned with CamScanner

față de referențialul în care se propagă lumina. Însemnînd cu c' viteza luminii în acest referențial și, egalînd cele două formule, obținem *formula generală de sincronizare cuplată*:

$$c'\sqrt{(t'_{1A}-t'_B)(t'_B-t'_A)}=c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\sqrt{t_{1A}-t_B)\,(t_B-t_A)}. \tag{I.3.5}$$

Presupunem că observatorii O' și O și-au sincronizat în prealabil referențialele respective. Ei și-au reglat ceasornicele pentru a realiza duratele de sincronizare $\Delta t'$ și Δt, definite prin expresiile (I.3.4).

Introducînd aceste expresii în formula (I.3.5), obținem

$$c'\Delta t'=c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\,\Delta t. \tag{I.3.6}$$

În mecanica clasică, vitezele relative v ale sistemelor inerțiale sînt foarte mici, complet neglijabile față de viteza luminii; putem considera deci, în formula precedentă, $v=0$. În aceste condiții, viteza luminii nu este practic influențată de viteza relativă v, așa că putem lua $c=c'$. Formula (I.3.6) se reduce în aceste condiții la:

$$\Delta t'=\Delta t, \tag{I.3.7}$$

adică *intervalul de timp în care se petrece un fenomen are aceeași mărime pentru un observator în repaus față de fenomen ca și pentru unul în mișcare.* Cu alte cuvinte, *mișcarea de translație rectilinie și uniformă a sistemelor inerțiale nu influențează durata fenomenelor.* Sau încă: *orice interval de timp este independent de mișcarea sistemului inerțial în care se măsoară.*

I.4. FORMULELE DE TRANSFORMARE ALE LUI GALILEI

Ne propunem să arătăm cum se poate aplica principiul relativității în domeniul mecanicii clasice. Trebuie să considerăm un fenomen mecanic (în cazul cel mai simplu, mișcarea rectilinie și uniformă a unui punct material), care este cercetat de doi observatori aflați în situații diferite: un observator (O') se găsește în referențialul unde se desfășoară fenomenul, iar celălalt observator (O) se află în mișcare rectilinie și uniformă

Scanned with CamScanner

față de acest referențial, de-a lungul axei Ox ($O'x'$). Vrem să stabilim în ce condiții legea fenomenului considerat prezintă aceeași formă pentru amîndoi observatorii. Pentru că, după părerea noastră, *legile fenomenelor fizice nu au aceeași formă în toate sistemele inerțiale, dar le putem face să capete aceeași formă, creînd condiții fizice necesare.*

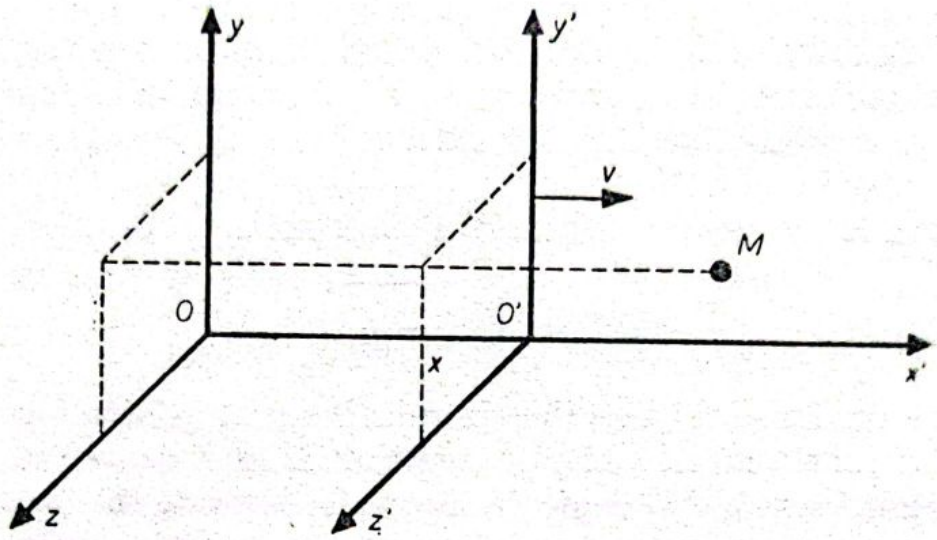


Fig. 4

Să considerăm așadar că în referințialul O' (fig. 4) un punct material se mișcă rectiliniu și uniform, paralel cu axa $O'x'$. Alegem referențialele O' și O în așa fel ca, la originea timpului, axele lor de coordonate să coincidă. În momentul cînd punctul material își începe mișcarea, sistemul O', aflat în coincidență cu O, începe să se deplaseze rectiliniu și uniform cu viteza v de-a lungul axei Ox, potrivit legii de mișcare $OO'=vt$.

Observatorul O' stabilește pentru punctul mobil legea de mișcare:

$$x'=w't', \tag{1.4.1}$$

în care w' este viteza constantă a punctului. Vrem ca observatorul O, din celălalt sistem de referință, să găsească pentru mișcarea considerată o lege de aceeași formă, adică:

$$x=wt. \tag{1.4.2}$$

Pentru aceasta, trebuie să stabilim cum se poate trece de la prima lege a fenomenului la cea de a doua, cunoscînd viteza relativă v cu care un sistem inerțial se mișcă în raport cu celălalt.

Scanned with CamScanner

Observatorul O găseşte că:

$$x=x'+OO'=x'+vt,$$

de unde

$$x'=x-vt,$$

şi introducînd acest rezultat în (I.4.1), obţinem

$$x=w't'+vt.$$

Aceasta este legea mişcării mobilului din referenţialul O' pe care o stabileşte observatorul O. Precum se vede, ea nu are aceeaşi formă ca legea (I.4.1), stabilită de observatorul O'.

Pentru a obţine aceeaşi formă, să facem ca intervalele de timp t' şi t (socotite de la acelaşi moment iniţial) să fie egale între ele. După cum am arătat, faptul este posibil dacă înprealabil sincronizăm cuplat sistemele inerţiale respective. În acest caz obţinem:

$$x=(w'+v)\,t$$

şi ţinînd seamă de regula compunerii vitezelor din mecanica clasică

$$w=w'+v,$$

obţinem formula (I.4.2).[1] Aşadar, legea fenomenului de mişcare din sistemul O' capătă aceeaşi formă în ambele sisteme inerţiale numai dacă, în prealabil, sincronizăm cuplat aceste referenţiale. Acestea dovedeşte că *principiul relativităţii nu este valabil în orice sistem inerţial, ci numai în sistemele inerţiale sincronizate cuplat.*

Să cercetăm, în continuare, modul în care putem trece de la legea fenomenului de mişcare, stabilită de observatorul O', la cea pe care o poate stabili observatorul O. Ţinînd seama de orientarea axelor de coordonate şi de mişcarea relativă a referenţialelor, avem întotdeauna

$$y'=y \qquad \text{şi} \qquad z'=z.$$

Iată acum, scrise împreună, formulele de transformare a coordonatelor din sistemul O' în sistemul O şi reciproc:

$$\begin{aligned} x' &= x-vt \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned} \qquad\qquad \begin{aligned} x &= x'+vt \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t'. \end{aligned}$$

Scanned with CamScanner

Aceste formule au fost denumite *formulele de transformare ale lui Galilei*, în onoarea marelui învăţat florentin care a întreprins cele dintîi cercetări cu privire la relativitatea fenomenelor. Se mai spune că ele reprezintă şi *transformarea Galilei*.

Aceste formule ne permit să trecem de la coordonatele x', y', z' ale unui punct material, determinate la un moment dat t' în sistemul inerţial O', la coordonatele x, y, z determinate la momentul t, în sistemul inerţial O şi reciproc.

O proprietate fundamentală a acestor formule este că ele formează un „grup", adică: două transformări succesive, efectuate cu ele, dau acelaşi rezultat ca o singură transformare. De aceea, în literatura ştiinţifică se întîlneşte deseori expresia: *grupul lui Galilei* (ca şi *grupul lui Lorentz*, despre care vom vorbi mai tîrziu).

Dacă în sistemul inerţial O' observatorul respectiv stabileşte pentru un fenomen mecanic legea

$$x'=w't',$$

putem găsi forma acestei legi în referenţialul O, folosind formulele de transformare ale lui Galilei. Pentru aceasta, să înlocuim în legea considerată pe x' cu expresia dată de formulele lui Galilei:

$$x-vt=w't'$$

şi, cum $t=t'$, avem încă:

$$x=(w'+v)\,t.$$

Punînd

$$w=w'+v, \qquad \text{(I.4.3)}$$

ajungem la:

$$x=wt,$$

care este legea fenomenului considerat, pentru observatorul din sistemul O. Aşadar, legea de care ne-am ocupat are aceeaşi formă în ambele sisteme inerţiale.

Formula (I.4.3) exprimă legea compunerii vitezelor din mecanica clasică. După cum se vede, această lege se deduce şi ca o consecinţă a principiului relativităţii, folosind ipoteza timpului absolut. În cazul particular, simplu, pe care l-am considerat aici, vitezele v şi w se însumează algebric, avînd aceeaşi direcţie. Dar în cazul general, cînd v şi w au direcţii diferite, ele se însumează vectorial.

Scanned with CamScanner

În mecanica clasică, viteza luminii se comportă ca orice viteză, fără nici o excepţie, Astfel, să considerăm o rază de lumină care se propagă de-a lungul axei Ox ($O'x'$), potrivit legilor de propagare:

$$x=ct \text{ şi } x'=c't.$$

Am presupus aici timpul absolut (cu aceeaşi valoare în ambele sisteme inerţiale), dar viteza luminii relativă (ca toate vitezele), fiind dependentă de sistemul în care se măsoară. Introducînd aceste expresii în formulele lui Galilei, obţinem:

$$c't=ct-vt,$$

de unde

$$c'=c-v,$$

ceea ce înseamnă că viteza c, pe care o determină observatorul O este suma dintre viteza c', determinată de observatorul O' şi viteza v cu care se mişcă un sistem inerţial faţă de celălalt.

I.5. CONCEPŢIA SPAŢIULUI ŞI TIMPULUI ABSOLUT

Principiul relativităţii, formulat de Poincaré şi Einstein în 1905, are şi această mare importanţă, că a readus în discuţia fizicienilor problema spaţiului şi a timpului, de care nu se mai vorbea în ştiinţă încă de pe vremea lui Newton.

În opera sa „Principiile", Newton consideră spaţiul ca fiind absolut, adică de sine stătător, independent de procesele naturale. Cu alte cuvinte, spaţiul trebuie să fie conceput ca independent de materia care îl umple şi de proprietăţile acesteia. Dar spaţiul poate să fie şi complet vid, lipsit cu totul de materie. Substanţa aflată în spaţiu nu exercită nici o influenţă asupra proprietăţilor lui geometrice. Totodată spaţiul este perfect obiectiv, adică independent de conştiinţa noastră, şi posedă două proprietăţi fundamentale: omogenitatea şi izotropia, ceea ce înseamnă că prezintă aceleaşi însuşiri în toate punctele şi în toate direcţiile. În adevăr, o forţă aplicată unui corp liber (lipsit de legături) îi imprimă aceeaşi acceleraţie, oricare ar fi direcţia după care acţionează forţa. De asemenea, faptul că la interacţiunea dintre corpuri acţiunea este egală cu reacţiunea, oricare ar fi poziţia în spaţiu a acestor corpuri, dovedeşte omogenitatea spaţiului. În sfîrşit, pentru Newton

Scanned with CamScanner

spațiul este asemenea unui recipient, în care se petrec toate fenomenele naturale: el nu are proprietăți fizice, ci numai geometrice.

În această concepție a spațiului absolut, distanța dintre două puncte, deci o lungime oarecare, are întotdeauna aceeași mărime, oricare ar fi condițiile în care este măsurată, deci oricare ar fi sistemul inerțial în care se găsește. Bunăoară, un observator aflat în mișcare rectilinie și uniformă față de o riglă găsește prin măsurători că rigla are aceeași lungime pentru el, ca și pentru observatorul aflat în repaus față de riglă. Această proprietate a spațiului, relevată mai întîi de Newton, se deduce foarte simplu din principiul relativității, cu ajutorul formulelor de transformare ale lui Galilei.

În adevăr, să considerăm în referențialul O' o bară de lungime l', definită prin abscisele x_1' și x_2' ale extremităților ei:

$$l'=x_2'-x_1'.$$

Pentru observatorul O' din acest referențial, l' este o *lungime statică*, deoarece observatorul se află în repaus față de ea. Lungimea aceleiași bare, dar determinată de observatorul O, este definită prin abscisele x_1 și x_2 ale extremităților ei. Însemnînd cu l valoarea găsită de acest observator, avem:

$$l=x_2-x_1.$$

Pentru observatorul O, l este o *lungime cinematică*, întrucît acest observator se găsește în mișcare față de bară.

Să stabilim relația dintre l' și l cu ajutorul formulelor de transformare ale lui Galilei, considerînd că extremitățile lungimii respective sînt observate în același moment de fiecare observator. Avem:

$$x_1'=x_1-vt$$

$$x_2'=x_2-vt,$$

de unde

$$x_2'-x_1'=x_2-x_1$$

sau $l'=l$, adică *lungimea statică este egală cu lungimea cinematică*. Așadar, lungimea unei bare măsurată de un observator în repaus față de ea, prezintă aceeași mărime și cînd observatorul se mișcă pe direcția ei, în mod rectiliniu și uniform. Se dovedește astfel că principiul relativității clasice satisface concepția spațiului absolut.

Scanned with CamScanner

Newton a formulat această concepție — dealtfel, ca și concepția timpului absolut — mult mai metafizic decît fizic. Ea poate fi expusă și în termeni științifici, precum urmează.

Presupunem că într-un sistem inerțial O' se află o bară paralelă cu axa $O'x'$. Observatorul O' din acest sistem constată că bara are lungimea l'. Dar, măsurată de alți observatori, O_1, O_2, O_3 ... din alte sisteme inerțiale, care se mișcă față de sistemul O' cu vitezele v_1, v_2, v_3 ..., bara prezintă lungimile l_1, l_2, l_3 ... . Concepția spațiului absolut se exprimă prin egalitățile:

$$l' = l_1 = l_2 = l_3 = \dots ,$$

adică *distanța dintre două puncte (lungimea unei bare) este aceeași pentru toți observatorii, independent de mișcarea rectilinie și uniformă a lor față de sistemul în care se află această distanță (bară)*.

Timpul este considerat și el omogen în mecanica newtoniană, deoarece legile proceselor mecanice nu-și schimbă forma pe măsură ce timpul trece. Ca și spațiul, timpul are un caracter obiectiv, fiind independent de conștiința noastră. De asemenea, are și un caracter absolut, nefiind influențat de nici un proces din natură: el se scurge întotdeauna și pretutindeni în mod uniform, cu aceeași viteză.

Newton a reluat ideea lui Aristotel, a unui timp „care se scurge în mod egal, fără nici o legătură cu ceva extern", dar nu i-a precizat conținutul fizic. Neputînd merge prea departe cu înțelegerea timpului, Newton s-a mulțumit cu sensul metafizic, atribuit din antichitate, fără nici o legătură cu variabila temporală din legile mecanicii.

Totuși, concepția timpului absolut, care stă la baza mecanicii newtoniene, poate căpăta și un sens fizic, renunțîndu-se firește, la metafora cu „scurgerea" timpului. Din păcate, această metaforă se întîlnește frecvent la filozofii și la oamenii de știință din vremea noastră.

Să considerăm un fenomen fizic care se desfășoară într-un anumit loc, cum este, de pildă, mișcarea unui mobil între două puncte ale unui sistem de referință. Un observator O', aflat în acest referențial, găsește că mișcarea considerată se săvîrșește în intervalul de timp $\Delta t'$. Acest fenomen este urmărit și de alți observatori, O_1, O_2, O_3 ..., situați în alte sisteme

Scanned with CamScanner

inerțiale, care se mișcă față de sistemul O' cu vitezele v_1, v_2, v_3 ....

Însemnăm cu Δt_1 intervalul de timp determinat de observatorul O_1 pentru mișcarea mobilului între punctele considerate, cu Δt_2 intervalul de timp determinat de observatorul O_2 ș.a.m.d.

Concepția timpului absolut se traduce prin egalitățile:

$$\Delta t' = \Delta t_1 = \Delta t_2 = \ldots,$$

adică *durata unui aceluiași fenomen este aceeași pentru toți observatorii, indiferent de mișcarea rectilinie și uniformă a lor față de sistemul unde se petrece fenomenul.*

Concepția spațiului absolut împreună cu cea a timpului absolut au fost valabile în fizică pînă la începutul secolului al XX-lea, cînd teoria relativității a demonstrat că duratele fenomenelor și dimensiunile corpurilor depind de viteza observatorilor, adică duratele și distanțele au un caracter relativ. Această dependență devine însă neglijabilă cînd viteza observatorilor este extrem de mică în raport cu viteza luminii. Astfel că, pentru vitezele mici cu care se ocupă mecanica clasică, concepția timpului absolut și a spațiului absolut satisfac pe deplin cerințele practice.

I.6. PRINCIPIUL AL DOILEA AL DINAMICII NEWTONIENE

Acest principiu a fost stabilit de Newton, postulînd că forța $\vec{F}$, care acționează asupra unui punct material de masă m, este proporțională cu accelerația imprimată $\vec{a}$:

$$\vec{F} = m\vec{a}. \qquad (I.6.1)$$

În mecanica clasică s-a admis că masa m este aceeași în orice referențial, oricare ar fi viteza lui, adică masa este un invariant. Cu alte cuvinte, masa unui corp este independentă de viteza cu care corpul respectiv se mișcă prin spațiu. Această proprietate a masei a fost dedusă din experiențe, dar trebuie menționat că, în aceste experiențe, viteza maselor în mișcare era foarte mică, complet neglijabilă în raport cu viteza luminii.

Scanned with CamScanner

Să arătăm că, potrivit principiului relativității restrînse, legea fundamentală a dinamicii newtoniene nu-și schimbă forma prin trecerea de la un sistem inerțial la altul, atunci cînd folosim formulele de transformare ale lui Galilei.

Însemnăm cu X, Y, Z, respectiv X', Y', Z', proiecțiile forței $\vec{F}$ pe axele de coordonate ale sistemului inerțial O, respectiv O'. Pentru aceste sisteme, formula (I.6.1) se mai poate scrie:

$$X = m\frac{d^2x}{dt^2} \qquad Y = m\frac{d^2y}{dt^2} \qquad Z = m\frac{d^2z}{dt^2}$$

$$X' = m\frac{d^2x'}{dt'^2} \qquad Y' = m\frac{d^2y'}{dt'^2} \qquad Z' = m\frac{d^2z'}{dt'^2}.$$

Să intervenim acum cu formulele de transformare ale lui Galilei:

$$X = m\frac{d^2(x'+vt')}{dt'^2} = m\frac{d}{dt'}\frac{d}{dt'}(x'+vt') = m\frac{d}{dt'}\frac{dx'}{dt'} + v = m\frac{d^2x'}{dt'^2} = X'$$

$$Y = m\frac{d^2y'}{dt'^2} = Y'$$

$$Z = m\frac{d^2z'}{dt'^2} = Z'.$$

Așadar, ecuațiile fundamentale ale dinamicii newtoniene nu-și schimbă forma printr-o transformare Galilei. Legea exprimată prin formula (I.6.1) este deci independentă de sistemul de coordonate folosit.

Scanned with CamScanner

II. RELATIVITATEA RESTRÎNSĂ

II.1. ETERUL LUMINOS

Principiul relativităţii a fost formulat iniţial doar pe baza observaţiilor efectuate asupra unor fenomene mecanice simple. De aceea, în enunţul pe care l-a dat acestui principiu Newton a avut în vedere numai mişcările dintr-un spaţiu oarecare, nu orice fenomen fizic. De o generalizare a principiului relativităţii la toate fenomenele fizice nu a fost cîtuşi de puţin vorba la început.

De îndată ce concepţia lui Copernic a fost definitiv acceptată, discuţiile cu privire la realitatea mişcării Pămîntului prin spaţiu au încetat şi principiul relativităţii a fost dat uitării. Oamenii de ştiinţă luau cunoştinţă de existenţa acestui principiu numai din paginile „Principiilor" lui Newton. Denumirea de *principiul relativităţii* a căpătat-o acest corolar mult mai tîrziu, de abia la începutul secolului al XX-lea, din partea lui Einstein şi a lui Poincaré. Atunci au fost stabilite şi *formulele de transformare* zise ale lui Galilei (după propunerea lui Einstein), de care însă învăţatul florentin nu avusese niciodată cunoştinţă.

Readucerea în discuţie a principiului relativităţii s-a produs după mai bine de două veacuri şi ea a fost pregătită de cercetările întreprinse cu privire la propagarea luminii prin presupusul eter cosmic.

Părerea că pretutindeni în spaţiu trebuie să existe un mediu continuu a apărut pentru prima dată în filozofia greacă. Aristotel considera eterul ca al cincilea element al luminii, din care sînt alcătuite sferele cereşti. Descartes admitea existenţa

Scanned with CamScanner

unui mediu universal, deoarece în concepţia sa vidul nu poate să existe. Newton a vorbit la început de eter ca de un gaz foarte fin, capabil să explice căderea corpurilor. Ulterior el a renunţat tot mai mult la eter, folosindu-se de acesta numai în lucrările de optică[1], dar dispensîndu-se complet de el în lucrările de mecanică şi de astronomie.

Ipoteza eterului cosmic a început să capete un înţeles mai ştiinţific numai odată cu apariţia concepţiei ondulatorii a luminii, datorită fizicianului Christiaan Huygens. În „Traité de la lumière" (Tratat despre lumină), tipărit la Leyden în 1690, ilustrul învăţat olandez a pus bazele teoriei undelor luminoase, prin analogie cu cele sonore. Aşa după cum propagarea undelor sonore necesită un mediu material, aerul, tot astfel şi propagarea undelor luminoase ar avea nevoie de un mediu material, eterul cosmic, existent pretutindeni în spaţiu şi pătrunzînd în toate corpurile.

Dar a trebuit să treacă mai bine de un veac pentru ca ipoteza undelor luminoase şi a eterului cosmic să se impună cu necesitate oamenilor de ştiinţă. Ideile lui Huygens au fost reînviate în 1800 de către medicul englez Thomas Young, care a căutat să explice fenomenele optice tot pe baza analogiei cu fenomenele acustice. Descoperirea interferenţei luminii de către acest medic, pasionat de studiul fenomenelor fizice, constituie evenimentul cel mai de seamă pentru fundamentarea concepţiei iniţiate de Huygens cu privire la undele luminoase. Dar adevăratul întemeietor al opticii ondulatorii este inginerul francez Fresnel; acesta a elaborat o teorie matematică a interferenţei şi difracţiei luminii, în concordanţă uimitoare cu datele experimentale. Totodată el a început să se preocupe şi de problema eterului în care se propagă undele luminoase — *eterul luminos* — căutînd să-i determine proprietăţile mecanice care intervin în explicarea fenomenelor luminoase.

În 1819 Arago şi Fresnel au studiat experimental interferenţa razelor luminoase polarizate. Din faptul că două raze polarizate în plane perpendiculare nu interferează cîtuşi de

---

[1] În „Optica" (cartea III, partea I, problema 18) Newton se întreabă: „Nu se comunică oare căldura încăperii calde prin *vacuum* datorită vibraţiilor unui mediu mai subtil decît aerul, care, după ce a fost scos aerul, rămîne *în vacuum*? Acest mediu nu e acelaşi cu mediul în care se refractă şi se reflectă lumina...? Refracţia luminii nu provine din densităţile diferite ale acestui mediu eteric în locuri diferite, lumina îndepărtîndu-se încontinuu de părţile mai dense ale mediului? (traducere de Victor Marian)

Scanned with CamScanner

puţin, Fresnel a dedus că vibraţiile luminoase ale eterului sînt transversale, adică perpendiculare pe direcţia de propagare. Rezultatul a produs la început o mare surpriză, pentru că toată lumea se aştepta ca vibraţiile luminoase să fie longitudinale, aşa cum sînt cele sonore, din aer. Mai tîrziu, cînd s-a cunoscut mai bine propagarea vibraţiilor elastice prin corpuri, surpriza a fost şi mai mare, întrucît se aflase că vibraţiile transversale se propagă numai prin corpurile solide. Cum ar fi fost posibil ca eterul, conceput ca un fluid extrem de rarefiat (pentru a nu opune nici o rezistenţă mişcării planetelor) să se comporte ca un corp solid? Faptul era de neînţeles şi neînţeles a rămas timp de aproape un veac, pînă la renunţarea completă la ipoteza eterului.

O proprietate importantă a eterului, descoperită de Fresnel în 1818, a fost *antrenarea* acestui mediu de către corpurile în mişcare. După cum se ştie, în teoria elasticităţii se demonstrează cu viteza de propagare c a undelor transversale într-un mediu elastic indefinit, omogen şi izotrop, este dată de formula

$$c = \sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

unde ρ este densitatea mediului, iar G o constantă de elasticitate (modulul de forfecare sau coeficientul de rigiditate). Cînd o rază de lumină străbate o substanţă oarecare, ea se propagă sub formă de unde prin eterul conţinut în acea substanţă. Deoarece viteza c a luminii variază cu natura corpurilor, urmează că ρ şi G, constantele eterului din cuprinsul corpurilor, variază şi ele.

Fresnel a considerat că numai densitatea ρ a eterului din corpuri variază cu natura acestora, nu şi modulul G. Însemnînd cu ρ_0 şi G_0 mărimile corespunzătoare eterului din vid şi cu ρ şi G mărimile ce revin eterului dintr-o substanţă, avem:

$$c_0 = \sqrt{\frac{G_0}{\rho_0}} \quad \text{şi} \quad c = \sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

de unde obţinem pentru indicele de refracţie n al substanţei ($G = G_0$):

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}. \qquad (II.1.1)$$

Deoarece toate substanţele sînt mai refringente decît vidul, urmează că $n > 1$, astfel că $\rho > \rho_0$, adică eterul din corpuri este mai dens decît cel din vid.

Scanned with CamScanner

Să presupunem un corp cilindric, cu baza de 1 cm^2; corpul se mişcă pe direcţia axei lui cu viteza v faţă de un reper imobil, cum ar fi eterul înconjurător aflat în repaus. Într-o secundă, prin baza de înaintare a corpului pătrunde atîta eter cît este conţinut în cilindrul cu baza de 1 cm^2 şi înălţimea de v cm. Volumul acestui cilindru este de v cm^3, iar masa lui este $v\rho_0$.

Masa de eter care pătrunde în corp cu viteza v trebuie să fie egală cu aceea care iese cu viteza v_1. În caz contrar, s-ar produce o acumulare (respectiv o rarefiere) a eterului din corp şi s-ar schimba proprietăţile optice ale corpului în timpul mişcării, ceea ce nu se constată. Masa de eter care iese din corp cu viteza v_1 este ρv_1, astfel că:

$$\rho_0 v = \rho v_1$$

Dar cum $\rho > \rho_0$ urmează că $v_1 < v$, adică eterul iese din corpul în mişcare cu o viteză mai mică decît cea de intrare. Din formula precedentă deducem:

$$\frac{v_1}{v} = \frac{\rho_0}{\rho},$$

iar din (II.1.1) avem

$$n^2 = \frac{\rho}{\rho_0},$$

aşa că

$$\frac{v_1}{v} = \frac{1}{n^2}$$

sau

$$1 - \frac{v_1}{v} = 1 - \frac{1}{n^2},$$

de unde:

$$v - v_1 = v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

Să interpretăm acest rezultat. Deoarece viteza de ieşire v_1 a eterului din corpul în mişcare este mai mică decît viteza de intrare v, trebuie să admitem că eterul este antrenat în acest timp cu viteza v_a în direcţia şi sensul deplasării corpului, astfel că:

$$v - v_a = v_1,$$

de unde, ţinînd seamă de expresia stabilită anterior pentru $v - v_1$, avem

$$v_a = v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \qquad \text{(II.1.2)}$$

Scanned with CamScanner

Cînd corpul se află în repaus, lumina îl străbate cu viteza c; cînd corpul se deplasează cu viteza v, eterul din cuprinsul lui este antrenat în acelaşi sens, mişcîndu-se cu viteza v_a. Astfel, pentru un observator imobil din afara corpului viteza luminii este mai mare, întrucît i se adaugă şi viteza de antrenare a eterului:

$$c_1 = c + v_a$$

sau

$$c_1 = c + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right), \qquad \text{(II.1.3)}$$

care este formula lui Fresnel. Coeficientul lui v din această formulă reprezintă *coeficientul de antrenare* al eterului. Dacă lumina se propagă în sens contrar mişcării corpului, semnul plus din formula lui Fresnel se înlocuieşte cu minus. În cazul apei, pentru care $n = 1{,}33$, coeficientul de antrenare al eterului este:

$$k = 1 - \frac{1}{1{,}33^2} = 0{,}434.$$

Formula lui Fresnel a fost supusă verificării experimentale de către fizicianul francez Fizeau, în 1851. Schema dispozitivului cu care a lucrat este prezentată în figura 5.

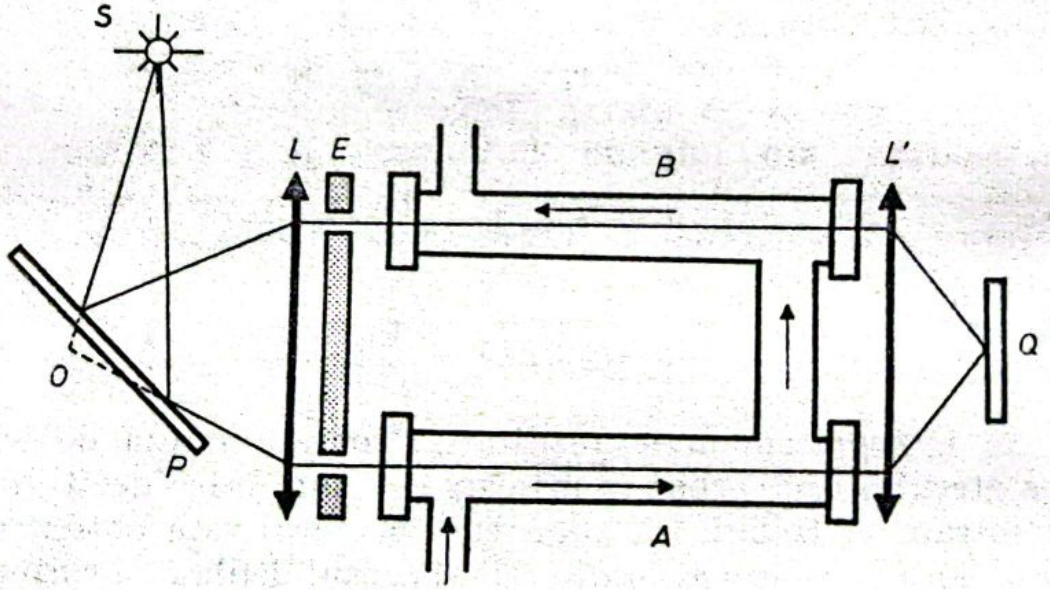


Fig. 5

Mediul mobil, care antrenează parţial eterul, este aici apa; aceasta curge cu viteza constantă v prin tuburile A şi B, închise la capete prin plăci de sticlă transparente. De la izvorul de lumină S porneşte un fascicul de raze, care cade

Scanned with CamScanner

pe placa subțire, semitransparentă, P. Aceasta reflectă o parte din fasciculul incident, trimițîndu-l pe lentila L, care îl transformă în fascicul paralel. Ecranul E separă din acest fascicul razele ce străbat tuburile cu apă A și B. La ieșirea din tuburi, razele trec prin lentila L', care le concentrează pe oglinda Q, unde se reflectă și ajung din nou pe placa subțire semitransparentă P. O parte din aceste raze străbat placa P și se întîlnesc în O, unde apar franje de interferență. Se notează poziția acestor franje cînd apa este imobilă în tuburi.

Cînd apa curge, una din razele de lumină se propagă prin ambele tuburi în sensul de curgere, iar cealaltă se propagă în sens contrar. Lumina care se propagă în sensul curgerii apei are, potrivit formulei lui Fresnel, viteza

$$c_1 = c + kv,$$

iar cea care se propagă în sens contrar curgerii apei are viteza

$$c_2 = c - kv,$$

unde k este coeficientul de antrenare al eterului de către apa în mișcare. De la O la Q și înapoi, cele două raze de lumină străbat același drum geometric; avînd însă viteze diferite, ele străbat drumuri optice diferite, astfel că franjele care apar în O sînt deplasate față de poziția observată la început, cînd apa era imobilă în tuburi. Măsurînd această deplasare se poate calcula coeficientul de antrenare. Fizeau a găsit $k=0{,}460$, în bună concordanță cu valoarea teoretică.

Experiența lui Fizeau a fost reluată în 1886 de către cercetătorii americani Michelson și Morley; cu un dispozitiv perfecționat, ei au găsit $k=0{,}434$, în excelent acod cu teoria. Cu un dispozitiv și mai perfecționat a lucrat Zeeman în 1915, confirmînd din nou formula lui Fresnel.

De asemenea, ipoteza antrenării eterului potrivit formulei lui Fresnel a înregistrat o verificare perfectă prin cercetările astronomului englez Airy asupra aberației stelelor. Să explicăm mai întîi în ce constă acest fenomen.

Aberația astronomică reprezintă deplasarea aparentă a stelelor pe bolta cerească, datorită mișcării observatorului aflat pe Pămînt. În adevăr, cînd privim o stea printr-o lunetă și prindem imaginea ei în centrul firelor reticulare, avem impresia că steaua se găsește pe direcția axei optice a lunetei. Așa ar fi dacă Pămîntul nu s-ar deplasa prin spațiu; dar, din cauza mișcării lui de translație, axa optică a lunetei nu

Scanned with CamScanner

se găsește pe direcția observator-stea, ci face cu această direcție un unghi, care reprezintă aberația stelei respective.

Să considerăm o lunetă (fig. 6 *a*) care vizează steaua *S*. Dacă Pământul ar fi nemișcat în spațiu, raza de lumină por-

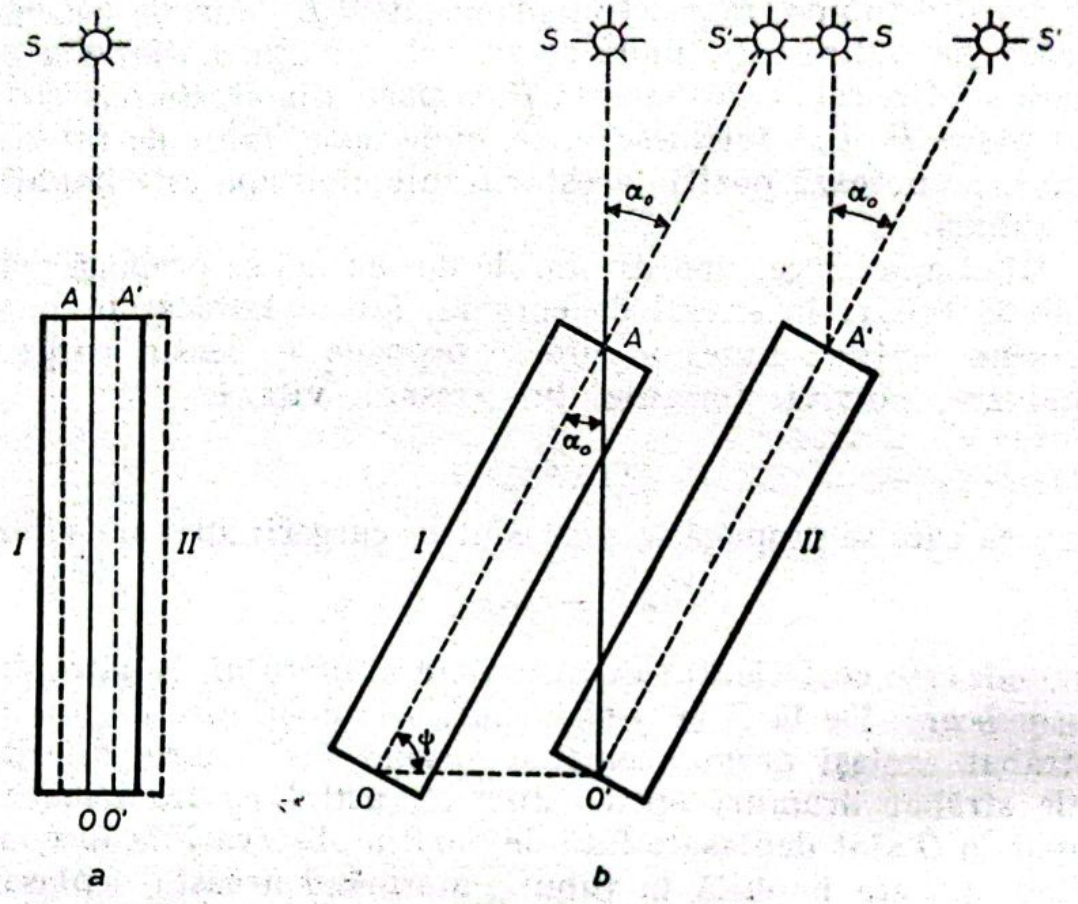


Fig. 6

nită de la stea care ar atinge centrul optic *A* al obiectivului și-ar continua drumul în interiorul lunetei, de-a lungul axei optice *AO*, astfel că imaginea stelei s-ar prinde în centrul *O* al firelor reticulare. În realitate, în timp ce lumina se propagă de la *A* la *O*, luneta se deplasează din cauza mișcării de translație a Pământului, trecînd din poziția *I* în poziția *II*, cînd centrul firelor reticulare ocupă în spațiu poziția *O'*. Imaginea stelei se vede în punctul *O* care, în noua poziție a lunetei, nu mai coincide cu centrul firelor reticulare.

Pentru a face ca centrul firelor reticulare să coincidă cu imaginea stelei *S*, trebuie să înclinăm puțin luneta în sensul mișcării Pământului (fig. 6 *b*), astfel ca punctul *O'* (în care se va afla punctul *O*) să se găsească pe direcția de propagare a luminii. Dar acum lumina, care vine de la steaua *S* nu se mai propagă de-a lungul axei optice *AO*, ci face cu această axă un unghi α_0; acesta reprezintă aberația stelei *S*.

Scanned with CamScanner

Însemnăm cu ψ unghiul dintre direcția de mișcare a lunetei (direcția de mișcare a Pământului) și direcția aparentă a stelei, care este direcția axei optice AO a lunetei. În triunghiul $AO'O$, laturile fiind proporționale cu sinusurile unghiurilor opuse, avem:

$$\frac{AO'}{OO'} = \frac{\sin \psi}{\sin \alpha_0}. \qquad \text{(II.1.4)}$$

Dar

$$AO' = c_0 t \text{ și } OO' = vt,$$

unde v este viteza Pământului pe orbită, c_0 viteza luminii în vid, iar t timpul în care lumina străbate distanța AO' dintre obiectivul și ocularul lunetei. Cum unghiul α_0 este foarte mic, deducem din formula (II.1.4):

$$\alpha_0 = \frac{v}{c} \sin \psi. \qquad \text{(II.1.5)}$$

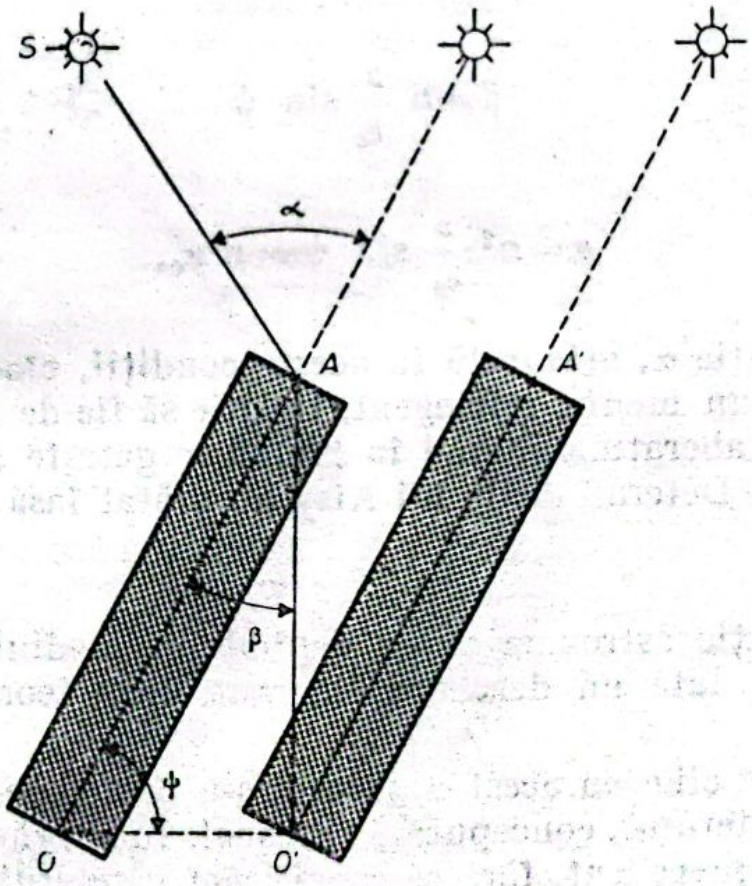


Fig. 7

În 1871, reluînd o idee formulată în 1818 de Fresnel, astronomul Airy a măsurat aberația unei stele folosind o lunetă umplută cu apă. De data aceasta raza de lumină ce pătrunde în lunetă prin punctul A (fig. 7) se refractă ur-

Scanned with CamScanner

mînd direcţia AO', care face cu axa lunetei unghiul de refracţie β. Potrivit legii refracţiei, indicele de refracţie n al mediului din lunetă este dat de expresia

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

sau, cum unghiurile α şi β sînt mici, putem considera:

$$\alpha = n\beta.$$

Din triunghiul $AO'O$ deducem, ca şi în cazul precedent:

$$\beta = \frac{v}{c} \sin \psi,$$

în care c este viteza luminii în mediul din lunetă. Dar

$$n = \frac{c_0}{c},$$

aşa că:

$$\beta = n \frac{v}{c_0} \sin \psi$$

sau

$$\alpha = n^2 \frac{v}{c_0} \sin \psi = n^2 \alpha_0,$$

adică aberaţia α, măsurată în aceste condiţii, cînd în lunetă se găseşte un mediu refringent, trebuie să fie de n^2 ori mai mare decît aberaţia α_0, cînd în lunetă se găseşte aer (aproximativ vid). Determinările lui Airy au arătat însă că:

$$\alpha = \alpha_0,$$

adică aberaţia astronomică nu depinde de mediul refringent din lunetă. Iată un dezacord flagrant între teorie şi experienţă.

Pentru a elimina acest dezacord, s-a făcut apel la ipoteza antrenării eterului, concepută de Fresnel. În adevăr, am admis în calculul precedent, fără să specificăm, că eterul din lunetă este fix, astfel că el nu participă la mişcarea de translaţie a lunetei. Să presupunem acum că eterul din lunetă este parţial antrenat de mişcarea ei prin spaţiu. Prin „antrenare parţială" trebuie să înţelegem participarea eterului din lunetă la mişcarea acesteia, dar nu cu viteza v a lunetei, ci cu o viteză mai mică v_a. Astfel, putem considera că luneta stă pe loc, dar

Scanned with CamScanner

eterul pătrunde în ea cu viteza v și capătă imediat viteza suplimentară v_a de sens contrar; deci eterul se mișcă prin lunetă cu viteza $v-v_a$.

În loc să presupunem că luneta stă pe loc, iar eterul se mișcă față de ea cu viteza $v-v_a$, putem să admitem că eterul stă pe loc, iar luneta se mișcă față de el cu viteza $v-v_a$. Antrenarea eterului echivalează deci cu micșorarea vitezei de translație a lunetei față de eterul exterior. Deoarece în intervalul de timp t luneta, purtată de Pămînt, străbate drumul OO', avem:

$$OO'=(v-v_a)\,t$$

și introducînd această relație în (II.1.4), obținem:

$$\beta=\frac{v-v_a}{c}\sin\psi,$$

sau

$$\alpha=n^2\frac{v-v_a}{c_0}\sin\psi. \qquad \text{(II.1.6)}$$

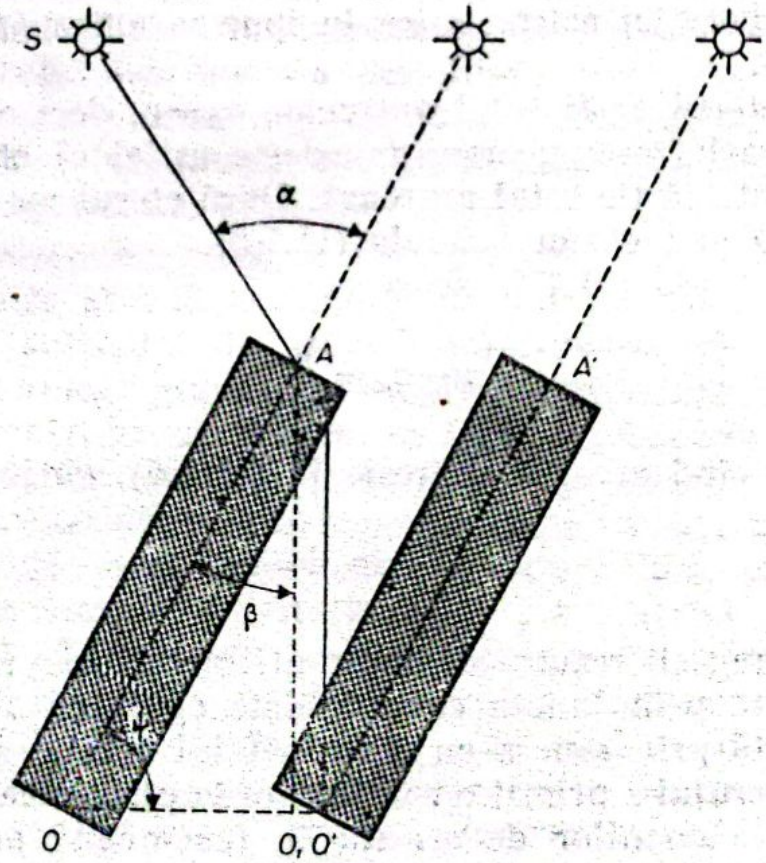


Fig. 8

La această formulă se poate ajunge și într-altfel. Anume, raza de lumină care vine de la steaua S se refractă după direcția AO_1 (fig. 8), care face cu axa lunetei unghiul de

Scanned with CamScanner

refracție β. Dar, din cauza antrenării eterului, raza AO_1 este deplasată paralel cu ea însăși ajungînd, după intervalul de timp t, în centrul O' al firelor reticulare de la ocular. Avem de pe figura 7:

$$OO_1 = OO' - O_1O',$$

în care

$$OO' = vt, \qquad O_1O' = v_a t \qquad AO_1 = ct,$$

știind că deplasarea razei AO_1 este foarte mică. Deci:

$$OO_1 = (v - v_a)\, t.$$

De asemenea, din triunghiul AOO_1, deducem ca și în cazul precedent:

$$\beta = \frac{OO_1}{AO_1} \sin\psi$$

și, introducînd în această formulă expresiile precedente pentru OO_1 și AO_1, obținem imediat formula (II.1.6), care reprezintă expresia aberației astronomice în ipoteza antrenării parțiale a eterului.

Dacă eterul ar fi total antrenat, $v_a = v$, deci $\alpha = 0$; existența aberației astronomice dovedește astfel că eterul luminos nu poate să fie total antrenat. Dacă eterul nu este antrenat: $v_a = 0$ și regăsim formula (II.1.5).

Din formula (II.1.2) scoatem:

$$v - v_a = \frac{v}{n^2}$$

și, introducînd această expresie în (II.1.6), obținem

$$\alpha = \frac{v}{c_0} \sin\psi = \alpha_0,$$

adică am regăsit rezultatul observațiilor lui Airy: aberația α, determinată prin luneta cu apă, este egală cu aberația α_0, determinată prin luneta cu aer. În felul acesta, ipoteza antrenării eterului a primit o confirmare în plus, ceea ce a mărit încrederea oamenilor de știință în fenomenul presupus de Fresnel.

Totuși, rezultatul acesta nu putea fi considerat prea reușit, întrucît formula (II.1.2), referitoare la viteza de antrenare a eterului, exprimă un fenomen foarte curios. Deoarece indicele de refracție n variază cu lungimea de undă a radiației

Scanned with CamScanner

luminoase, urmează că și viteza de antrenare a eterului variază de la o radiație la alta. Ar trebui, deci, să admitem nu un singur eter cosmic, ci o puzderie de eteruri, cîte lungimi de undă sînt în radiațiile luminoase, ceea ce este, fără îndoială, complet absurd.

Tot o absurditate este și reprezentarea eterului ca o substanță solidă, care nu opune nici o rezistență mișcării corpurilor cerești. Încercările unor fizicieni de a face inteligibilă această reprezentare nu au avut succes. Dar optica a continuat totuși să se dezvolte, ocolind problema eterului și interpretările mecaniciste acolo unde ele nu puteau fi valabile.

II.2. ETERUL ELECTROMAGNETIC

Nu numai în optică, ci și în electricitate s-a simțit nevoia de a admite existența unui mediu universal, ca suport al unor fenomene fizice fundamentale. De aceea, alături de ipoteza eterului luminos s-a dezvoltat, ceva mai tîrziu, și ipoteza eterului electromagnetic, considerat ca un mediu în care se produc fenomenele din jurul corpurilor electrizate, respectiv magnetizate.

Eterul electromagnetic a fost imaginat și în scopul de a elimina din știință concepția acțiunii la distanță (*actio in distans*), susținută de urmașii lui Newton, deși ilustrul descoperitor al legii gravitației s-a pronunțat hotărît împotriva acestei concepții bizare. Faptul că legea lui Coulomb, a interacției sarcinilor electrice punctuale, are aceeași structură ca legea gravitației a întărit convingerea că, așa după cum gravitația acționează la distanță — neputîndu-se explica în alt mod fenomenele gravitaționale —, tot astfel și forțele electrice pot să acționeze la distanță prin vid, fără nici un suport material. Dar existența eterului electromagnetic nu a fost admisă chiar de la început, de cînd medicul englez Gilbert a început să studieze interacțiile dintre corpurile electrizate, punînd bazele științei electricității. Atîta vreme cît fenomenele electrice au fost explicate prin existența a două fluide imponderabile — după Franklin, numai unul singur —, capabile să acționeze la distanță și în mod instantaneu, nu s-a dat nici o atenție mediului în care se petrec astfel de fenomene. Totuși, pe la mijlocul secolului al XVIII-

Scanned with CamScanner

lea, englezul Watson vorbeşte de existenţa unui „eter electric", ca de o „atmosferă care înconjoară corpurile electrizate şi se întinde pînă la o distanţă considerabilă".

Cel dintîi care s-a ocupat în mod temeinic de eterul electromagnetic a fost Faraday. Acest genial autodidact, cercetător entuziast al naturii, nu se împăca de loc cu ideea acţiunii la distanţă, admisă pe vremea lui. După descoperirea inducţiei electromagnetice (1831), cînd prin mişcarea unui magnet a putut să obţină curent electric, Faraday a început să creadă că în spaţiul din jurul magneţilor, sau din jurul conductorilor străbătuţi de curent electric, apare o stare de tensiune, căreia îi corespund linii de tensiune; acestea nu sînt altceva decît liniile de forţă ale cîmpurilor electrice şi magnetice. Liniile de forţă ce se sprijină pe o curbă închisă determină un tub de forţă, căruia îi corespunde în eter un tub de tensiune. Tuburile de tensiune sînt, în general, curbe, iar aria secţiunii lor transversale variază de-a lungul tubului; numai la cîmpurile uniforme secţiunea transversală este constantă. Capetele tuburilor de tensiune se sprijină pe corpurile electrizate: un capăt corespunde electricităţii pozitive, iar celălalt electricităţii negative. Atracţia dintre corpurile electrizate de semn contrar se explică prin aceea că tuburile de tensiune respective tind să se scurteze. După Faraday, există în tuburile din eter nu numai o tensiune longitudinală, ci şi o presiune transversală, datorită căreia tuburile se apasă reciproc. Această presiune transversală face ca corpurile încărcate cu acelaşi fel de electricitate să se respingă.

Explicaţia inducţiei electromagnetice a găsit-o Faraday în tăierea liniilor de forţă magnetică: ori de cîte ori liniile de forţă ale unui magnet în mişcare sînt tăiate de un conductor, apare în acesta un curent electric. Forţa electromotoare a curentului depinde de viteza cu care sînt tăiate liniile de forţă magnetică.

Concepţia lui Faraday cu privire la rolul eterului în producerea fenomenelor electrice a fost caracterizată cel mai bine de către Maxwell[1]: „Faraday vedea cu ochii minţii lui liniile de forţă trecînd prin întreg spaţiul, acolo unde matematicienii vedeau centre de forţă care se atrăgeau la distanţă. Faraday vedea un mediu, acolo unde aceştia nu vedeau nimic altceva decît distanţă. Faraday căuta sursa fenomenelor în

[1] J. Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, vol. I, partea IX, Oxford, 1873.

Scanned with CamScanner

procesele reale care se produceau în acest mediu, pe cîtă vreme matematicienii se mulţumeau să o găsească într-o posibilitate de acţiune la distanţă, specifică fluidelor electrice".

Astfel, Faraday introduce pentru prima oară în fizică ideea după care cîmpul electric ca şi cel magnetic, sînt entităţi materiale; el era perfect convins de materialitatea cîmpului de forţă. Energia electrică manifestată de un cîmp electrostatic reprezintă energia unui mediu deformabil, care este eterul; ea este energia tuburilor din eter întinse longitudinal şi comprimate transversal.

Maxwell mărturiseşte că, în cercetările sale, a plecat de la ideile lui Faraday cu privire la liniile de forţă din eter. Aceste cercetări l-au condus la stabilirea celebrelor ecuaţii ale cîmpului electromagnetic, care au adîncit considerabil cunoştinţele noastre asupra fenomenelor electrice. De aceea Boltzmann a pus ca motto pe cartea ce a scris-o despre teoria lui Maxwell: „Ist es ein Gott der diesen Zeichen schrieb?" (Este un zeu cel care a scris aceste semne?). După fizicianul sovietic Tamm, laureat al premiului Nobel, „sistemul de ecuaţii fundamentale reprezintă de fapt formularea matematică a principalelor postulate sau „axiome" ale electrodinamicii clasice, jucînd acolo acelaşi rol ca şi axiomele lui Newton în mecanica clasică"[1]. Iar Einstein şi Infeld se exprimă astfel: „Formularea acestor ecuaţii este cel mai important eveniment în fizică, de la Newton încoace, nu numai din cauza bogăţiei conţinutului lor, dar şi pentru că ele reprezintă prototipul unui nou tip de legi"[2].

Ecuaţiile lui Maxwell descriu variaţia în timp a intensităţii cîmpului magnetic, respectiv a celui electric, cînd aceste cîmpuri sînt incluse într-un cîmp electromagnetic. Ambele ecuaţii exprimă cîte un fenomen de inducţie: ecuaţia I exprimă fenomenul de *inducţie magnetoelectrică*[3], iar ecuaţia a II-a exprimă fenomenul de *inducţie electromagnetică*.

În adevăr, experienţa arată că un cîmp magnetic variabil ia naştere într-o regiune a spaţiului atunci cînd variază fluxul inducţiei electrice care străbate acea regiune. Astfel,

---

[1] I. E. Tamm, *Bazele teoriei electricităţii*, p. 507, Editura Tehnică, 1952.

[2] A. Einstein şi L. Infeld, *Evoluţia fizicii*, p. 112, Editura Tehnică, 1957.

[3] N. Bărbulescu, *Elemente de fizică generală*, ediţia a II-a, pp. 580–587, Editura didactică şi pedagogică, 1962.

N. Bărbulescu, *Fenomenele de inducţie*, în „Gazeta matematică şi fizică", seria A, nr. 1, 1956.

Scanned with CamScanner

apare un cîmp magnetic variabil în jurul unei sarcini electrice în mişcare (efectul Rowland), deoarece fluxul inducţiei electrice, care străbate orice suprafaţă din jurul acestei sarcini, variază în timpul mişcării ei. De asemenea, variind cîmpul electric dintre plăcile unui condensator, apare un cîmp magnetic. Se poate arăta că şi pentru această inducţie este valabilă o lege de tip Lenz: cîmpul magnetic indus are sensul prin care se poate opune cauzei care îl produce. Sau, mai precis, cîmpul magnetic indus are sensul prin care fluxul său electric se poate opune variaţiei fluxului electric inductor. Pornind de la aceste consideraţii experimentale se ajunge la formula fundamentală a inducţiei magnetoelectrice: *forţa magnetomotoare de inducţie este egală cu viteza de variaţie a fluxului inducţiei electrice.* Cu ajutorul calculului vectorial, această lege se poate pune sub forma:

$$\text{rot}\,\vec{H}=\dot{\vec{D}},$$

adică *rotorul cîmpului magnetic indus este egal cu viteza de variaţie a vectorului inducţie electrică.* Aceasta este prima ecuaţie a lui Maxwell pentru un mediu lipsit de sarcini electrice libere şi de curenţi de conducţie.

Ecuaţia a II-a a lui Maxwell exprimă fenomenul de inducţie electromagnetică, dacă ţinem seama că acest fenomen are o semnificaţie mai generală decît cea indicată în mod curent. După cum se ştie, prin inducţie electromagnetică se înţelege producerea unui curent electric într-un circuit cînd variem fluxul inducţiei magnetice care străbate acel circuit. În realitate, efectul direct al variaţiei acestui flux este apariţia unui cîmp electric, care imprimă electronilor din circuitul metalic o mişcare suplimentară, pe direcţia şi în sens contrar cîmpului electric. Acest cîmp indus nu este însă legat de prezenţa circuitului metalic, nu apare numai în interiorul firelor metalice, ci în tot spaţiul unde există un flux magnetic variabil. Noi îl punem în evidenţă numai în interiorul firelor conductoare, pentru că aparatele cu care lucrăm (ampermetre, galvanometre etc.) reacţionează numai la curentul electric. Dar cîmpul electric indus există şi în exteriorul conductorilor din circuit, deoarece oriunde am aşeza un circuit conductor, în spaţiul cu flux magnetic variabil, apare un curent de inducţie, dovedind existenţa cîmpului electric indus.

Astfel, după Maxwell, orice flux magnetic variabil produce un cîmp electric variabil. Putem deci să definim inducţia

Scanned with CamScanner

electromagnetică într-un mod mai general, ca producerea unui cîmp electric variabil de către un flux magnetic variabil. Pornind de la formula cunoscută a inducţiei electromagnetice, după care forţa electromotoare de inducţie este egală şi de semn contrar cu viteza de variaţie a fluxului magnetic, şi, aplicînd regulile calculului vectorial, se obţine expresia:

$$\text{rot } \vec{E} = -\dot{\vec{B}},$$

adică *rotorul cîmpului electric indus este egal şi de semn contrar cu viteza de variaţie a vectorului inducţie magnetică.* Este cea de a doua ecuaţie a lui Maxwell pentru cîmpul electromagnetic.

Ecuaţiile lui Maxwell au avut o influenţă considerabilă în dezvoltarea cunoştinţelor noastre asupra fenomenelor electrice şi magnetice. Puţine ecuaţii s-au dovedit aşa de generoase în consecinţe, dezvăluind relaţii, fapte şi concepţii noi.

Cea dintîi descoperire epocală la care au condus aceste ecuaţii, descoperire ce a influenţat adînc procesul civilizaţiei din secolul al XX-lea, este legată de existenţa undelor electromagnetice. În adevăr, prin prelucrarea matematică a celor două ecuaţii ale lui Maxwell, se obţin două expresii:

$$\frac{\delta^2 E}{\delta t^2} = \frac{1}{\varepsilon\mu}\nabla^2\vec{E} \quad \text{şi} \quad \frac{\delta^2 H}{\delta t^2} = \frac{1}{\varepsilon\mu}\nabla^2\vec{H}.$$

Se recunoaşte uşor că aceste expresii sînt identice cu ecuaţia de propagare a undelor, a căror viteză c este:

$$c^2 = \frac{1}{\varepsilon\mu}, \qquad \text{(II. 2.1)}$$

ε fiind permitivitatea mediului dielectric în care se propagă undele, iar μ permeabilitatea lui. Aceasta înseamnă că o perturbaţie electromagnetică, produsă într-un punct, se propagă mai departe, din aproape în aproape, sub forma de unde, care sînt unde electromagnetice.

Iată deci că, în afară de undele elastice şi de undele luminoase cunoscute pînă atunci, se descoperă prin calcul existenţa unei alte categorii de unde, de natură electromagnetică. Aşa s-a introdus în fizică concepţia grandioasă a undelor electromagnetice, care stăpîneşte şi astăzi întreaga gîndire ştiinţifică. Descoperirea acestor unde, făcută mai întîi pe cale teoretică de către Maxwell, ca o consecinţă a ecuaţiilor cîmpului electromagnetic, constituie un succes memorabil al fizi-

Scanned with CamScanner

cii teoretice, de aceeaşi importanţă ca descoperirea prin calcul a planetei Neptun de către Le Verrier şi Adams sau descoperirea unor elemente chimice de către Mendeleev. Dovada experimentală a existenţei undelor electromagnetice a fost dată în 1888 de către fizicianul german Heinrich Hertz.

De asemenea, tot pe cale teoretică, se găseşte că vectorii $\vec{E}$ şi $\vec{H}$, perpendiculari între ei, sînt perpendiculari şi pe direcţia de propagare a undelor. Prin urmare, undele electromagnetice sînt unde transversale, aşa cum sînt şi undele luminoase. Cu deosebirea că transversalitatea undelor electromagnetice se deduce riguros, matematic, din legile fenomenelor electromagnetice, impunîndu-se ca o proprietate a cîmpului electromagnetic, fără să fie nevoie de vreo explicaţie mecanică suplimentară, cum era cazul cu undele luminoase, considerate pe atunci ca vibraţii mecanice ale eterului.

Ecuaţiile lui Maxwell permit, în plus, să calculăm viteza de propagare în vid a undelor electromagnetice. În adevăr, dacă considerăm formula (II.2.1), presupunînd că propagarea se face în vid, pentru care avem în sistemul CGS electrostatic[1] $\varepsilon_0 = 1$ şi $\mu_0 = \frac{1}{c^2_{ed}}$, unde c_{ed} este *constanta electrodinamică*, se obţine

$$c_0 = c_{ed},$$

adică viteza în vid a undelor electromagnetice este egală cu constanta electrodinamică (raportul dintre unitatea electromagnetică şi unitatea electrostatică de sarcină electrică). Determinările experimentale ale lui Weber şi Kohlrausch din 1856 arătaseră că această constantă are valoarea $3 \cdot 10^{10}$ cm $\cdot$ s^{-1}, egală cu viteza luminii în vid. Astfel se ajunge la un rezultat important: undele electromagnetice se propagă în vid cu aceeaşi viteză ca şi lumina.

Identitatea acestor viteze l-a făcut pe Maxwell să se gîndească la identitatea undelor respective. Faraday a avut cel

---

[1] În SI (Sistemul Internaţional de unităţi de măsură) avem

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \text{ F/m} \qquad \text{(farad pe metru)}$$

deci: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, (henry pe metru)

de unde

$$c_0^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}{4\pi 10^{-7}} = 9 \cdot 10^{16} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \quad \text{sau} \quad c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Scanned with CamScanner

dintîi intuiţia unei astfel de legături între lumină şi electricitate. În 1842 el a încercat să vadă dacă lumina este influenţată de cîmpul magnetic, cercetînd la spectroscop o flacără de sodiu introdusă într-un cîmp magnetic. Rezultatul a fost negativ, nu pentru că această influenţă nu ar exista, ci pentru că spectroscopul cu care lucra Faraday era prea slab, avea o prea mică putere de separare a liniilor spectrale, Această experienţă a fost reluată în 1896 de către Zeeman, care a descoperit aşa-numitul *efect Zeeman* (despicarea liniilor spectrale în cîmp magnetic).

În 1846 Faraday a obţinut rezultatul aşteptat, descoperind *efectul Faraday*, care constă în rotaţia luminii polarizate sub acţiunea cîmpului magnetic. Această descoperire a fost caracterizată de Faraday prin cuvintele: „am reuşit să electrizez şi să magnetizez razele de lumină şi să luminez liniile de forţă magnetică".[1]

Pe baza acestor rezultate experimentale, Maxwell a admis că undele luminoase nu pot fi decît unde electromagnetice, astfel că formula (II.2.1) trebuie să fie valabilă şi pentru undele luminoase.

În acest caz, c_0 ar reprezenta viteza luminii în vid, iar c viteza luminii într-un mediu dielectric, de permitivitate ε şi permeabilitate μ; raportul $\frac{c_0}{c}$ defineşte atunci indicele de refracţie n al dielectricului respectiv. În consecinţă, din (II.2.1), obţinem

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0}} = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r},$$

unde ε_r şi μ_r reprezintă permitivitatea relativă şi, respectiv permeabilitatea relativă a mediului considerat. Am obţinut astfel o relaţie importantă între proprietăţile optice şi cele electrice ale substanţelor. Cum μ_r este pentru mediile dielectrice foarte apropiat de unitate, formula precedentă se reduce la:

$$n^2 = \sqrt{\varepsilon_r}.$$

Aşadar, dacă lumina este cu adevărat o undă electromagnetică, pătratul indicelui de refracţie al unui mediu trebuie să fie egal cu permitivitatea relativă a mediului. Datele nume-

[1] De fapt, rotaţia planului de polarizaţie al luminii nu se datoreşte interacţiei directe dintre cîmpul magnetic şi undele luminoase, cum credea Faraday. Cîmpul magnetic influenţează direct proprietăţile substanţei şi numai prin intermediul acestora planul de polarizaţie al luminii se roteşte.

Scanned with CamScanner

rice cunoscute la acea vreme, dar mai ales cele determinate ulterior, au confirmat pe deplin această concluzie, ceea ce a pus bazele teoriei electromagnetice a luminii.

În sfîrşit, ecuaţiile lui Maxwell au eliminat complet din ştiinţă concepţia acţiunii la distanţă. Căci această concepţie admite existenţa unei viteze de propagare infinită, adică o propagare instantanee a oricărui efect ce se poate răspîndi în spaţiu. Dimpotrivă, acţiunea din aproape în aproape corespunde unei viteze finite de propagare, adică o propagare într-un interval de timp finit. Undele electromagnetice, avînd o viteză finită de propagare, relevă transmiterea unei acţiuni din aproape în aproape, punîndu-se astfel capăt discuţiilor ce se mai făceau pe tema acţiunii la distanţă a fenomenelor electrice.

Descoperirea naturii electromagnetice a undelor luminoase a dus la unificarea eterului luminos cu eterul electromagnetic: există un singur eter, sediu al fenomenelor electrice şi magnetice, ca şi al fenomenelor luminoase. Dar încercările de a elabora o teorie mecanică a electricităţii şi magnetismului, care să permită o înţelegere corectă a structurii şi proprietăţilor eterului, nu au dus la nici un rezultat. Nici Maxwell şi nici urmaşii lui nu au reuşit să făurească pentru eter un model mecanic, prin care să se obţină o interpretare justă a legilor cîmpului electromagnetic. După cum spunea Einstein, „aceste legi sînt simple şi clare, numai interpretarea lor mecanică este dificilă şi contradictorie". Falimentul tuturor acestor interpretări a fost proclamat de marele fizician englez Lord Kelvin, într-un raport prezentat la un congres internaţional din 1905: „Acolo unde îmi dau seamă că n-am reuşit este în eforturile stăruitoare pe care le-am făcut aproape cincizeci de ani, ca să aflu ceva mai mult asupra eterului luminos şi asupra modului în care acesta intervine în forţele electrice şi magnetice. Nu ştiu în această privinţă mai mult decît ce ştiam acum 55 de ani"[1].

După descoperirea cîmpului electromagnetic, acesta a început să fie studiat nu numai la mediile în repaus, ci şi la mediile în mişcare. A apărut atunci problema cunoscută sub numele de *electrodinamica meditor în mişcare* unde, plecîndu-se de la eter şi de la legile electrodinamicii pentru sistemele în repaus, se caută să se exprime aceste legi pentru sistemele în mişcare.

---

[1] *Istoria generală a ştiinţei*, publicată sub conducerea lui René Taton, vol. III, p. 244, Editura ştiinţifică, 1972.

Scanned with CamScanner

În 1890, H. Hertz a dat la iveală o teorie electrodinamică în care stabileşte că, la dielectricii în mişcare, nu pot să existe decît două cazuri, după cum liniile de inducţie electrică însoţesc corpurile în mişcare, sau nu le însoţesc, fiind complet stabile în spaţiu. Hertz a adoptat primul caz, ceea ce corespunde ipotezei eterului complet antrenat. El a stabilit ecuaţiile căutate, nemaifiind nevoie să cunoască mişcarea corpurilor faţă de eter, întrucît acesta participă complet la mişcarea lor. Ecuaţiile electrodinamice, obţinute în această teorie, păstrează aceeaşi formă pentru toate sistemele în mişcare, trecerea de la un sistem la altul făcîndu-se cu ajutorul formulelor de transformare din mecanică (formulele lui Galilei). Deşi explică corect unele fenomene, această teorie nu a putut fi acceptată, întrucît ea este în contradicţie flagrantă cu faptele experimentale. După cum am văzut experienţele lui Fizeau şi Airy dovedesc, dimpotrivă, că eterul este numai parţial antrenat.

În 1895, fizicianul olandez Lorentz a elaborat o teorie electromagnetică în care pleacă de la ipoteza că eterul este complet imobil. Necunoscînd structura şi proprietăţile lui, Lorentz i-a acordat o singură proprietate mecanică: imobilitatea. El a ţinut seamă de existenţa electronilor în cuprinsul corpurilor şi a admis că mişcarea electronilor produce în eter un cîmp electromagnetic. Numai că, în acest caz, ecuaţiile cîmpului electromagnetic nu-şi mai păstrează forma cînd trecem de la un sistem inerţial la altul, folosind formulele de transformare din mecanică (grupul lui Galilei). Lorentz a căutat să stabilească formulele de transformare care, în această ipoteză, păstrează neschimbată forma ecuaţiilor cîmpului electromagnetic. El găseşte formulele următoare:

$$x' = \frac{1}{\alpha}(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \frac{1}{\alpha}\left(t - \frac{vx}{c^2}\right),$$

în care

$$\alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

şi unde v reprezintă, după cum am mai văzut, viteza relativă a sistemelor inerţiale.

Scanned with CamScanner

Aceste formule diferă mult de formulele corespunzătoare din mecanica clasică. În afară de apariţia coeficientului α mai intervine o modificare în formula timpului: t' nu mai este egal cu t, precum cere concepţia timpului absolut, ci are o expresie mai complicată. Valoarea lui t' dintr-un punct al unui sistem inerţial variază cu x, adică cu poziţia punctului respectiv; de aceea, Lorentz a dat timpului t' denumirea de „timp local". Dar el nu a încercat să precizeze semnificaţia fizică a timpului local t', ci l-a considerat un simplu parametru matematic, necesar pentru a păstra neschimbată forma ecuaţiilor electromagnetice, cînd se trece de la un sistem inerţial la altul.

Lorentz a mai arătat că mişcarea Pămîntului faţă de eterul imobil influenţează fenomenele de la suprafaţa lui; efectele sînt însă foarte mici, necesitînd determinări de înaltă precizie. Dacă mărimea efectului este de ordinul $\beta = \frac{v}{c}$ (v este viteza Pămîntului pe orbita lui în jurul Soarelui, de aprox. 30 km/s, iar c viteza luminii în vid, de aprox. 300000 km/s), se spune că efectul este de *ordinul întîi*. Dacă însă efectul este cu mult mai mic, şi anume de ordinul $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2}$, se spune că el este de *ordinul doi*. Ca să ne dăm seama de mărimea acestui ordin, să-i calculăm valoarea numerică:

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{30}{300\,000} = 10^{-4},$$

iar $\beta^2 = 10^{-8}$.

După Lorentz, „vîntul eteric" care ar lua naştere prin deplasarea Pămîntului faţă de eter, ar fi un efect de ordinul doi, astfel că ar trebui să dispunem de experienţe cu o precizie extremă pentru a-l putea pune în evidenţă. De aceea, efectele de ordinul întîi, cum sînt aberaţia astronomică şi efectul Doppler, nu pot fi folosite pentru cunoaşterea acestui „vînt". Trebuiau descoperite alte fenomene, sau imaginate alte experienţe, în teoria cărora să intervină termenul β^2 şi care să permită măsurători suficient de precise.

Este interesant de observat că teoria lui Lorentz regăseşte formula (II.1.3) stabilită de Fresnel pentru antrenarea eterului. Formula la care ajunge Lorentz, în ipoteza imobilităţii eterului, are însă o semnificaţie fizică complet diferită. Termenul ultim din această formulă nu mai este legat de antrenarea eterului, ci de cîmpul magnetic produs de electronii

Scanned with CamScanner

corpului în mişcare. Iată deci că singura dovadă experimentală a antrenării eterului, exprimată prin formula lui Fresnel, îşi pierde complet valabilitatea. De acum încolo, formula lui Fresnel nu va mai putea fi invocată în sprijinul antrenării eterului, ci dimpotrivă.

Faptul că teoria lui Lorentz, ca şi o teorie mai veche, din 1845, a lui G. Stokes, întrevede posibilitatea de a cunoaşte mişcarea Pămîntului faţă de eterul imobil, deci mişcarea absolută a Pămîntului prin spaţiu, a mărit interesul cercetătorilor pentru realizarea unui dispozitiv experimental care să permită determinarea efectelor de ordinul doi. Cel care a reuşit a fost fizicianul american Albert Michelson — constructorul unui interferometru de mare precizie, avînd o sensibilitate la care nu se mai ajunsese pînă atunci.

II.3. EXPERIENŢA LUI MICHELSON

Nu e întîmplător faptul că tînărului ofiţer de marină A.A. Michelson, profesor de fizică şi chimie la Academia navală din Annapolis (S.U.A.), i-a trecut prin minte să dovedească mişcarea Pămîntului faţă de eter. El manifestase de timpuriu un deosebit talent în a imagina dispozitive experimentale pentru cercetarea fenomenelor optice. În noiembrie 1877 perfecţionase metoda lui Foucault pentru măsurarea vitezei luminii.

La data cînd Michelson a început să se ocupe de problema mişcării Pămîntului faţă de eter, nu se cunoştea nici teoria lui Hertz, nici teoria lui Lorentz. Dar se cunoştea părerea marelui fizician Maxwell, exprimată în articolul despre eter, apărut în Enciclopedia Britanică: „Dacă ar fi posibil să se determine viteza luminii prin măsurarea timpului de care aceasta are nevoie pentru a străbate distanţa dintre două puncte de pe suprafaţa Pămîntului, am putea afla, prin compararea vitezei determinate în direcţii opuse, viteza eterului faţă de aceste două puncte terestre". E drept că, în 1879, Maxwell îşi exprimase îndoiala că o astfel de experienţă ar putea fi cu putinţă.

Aparatul destinat măsurării vitezei „vîntului de eter" de la suprafaţa Pămîntului a fost conceput de Michelson la vîrsta de 28 de ani, în 1880, care a făcut cu el primele încercări în laboratorul lui Helmholtz de la Universitatea din Berlin. Este

Scanned with CamScanner

un interferometru de tip special (fig. 9), care poartă astăzi numele celebrului său inventator. În principiu, aparatul se compune dintr-un izvor luminos S (fig. 10), care trimite o

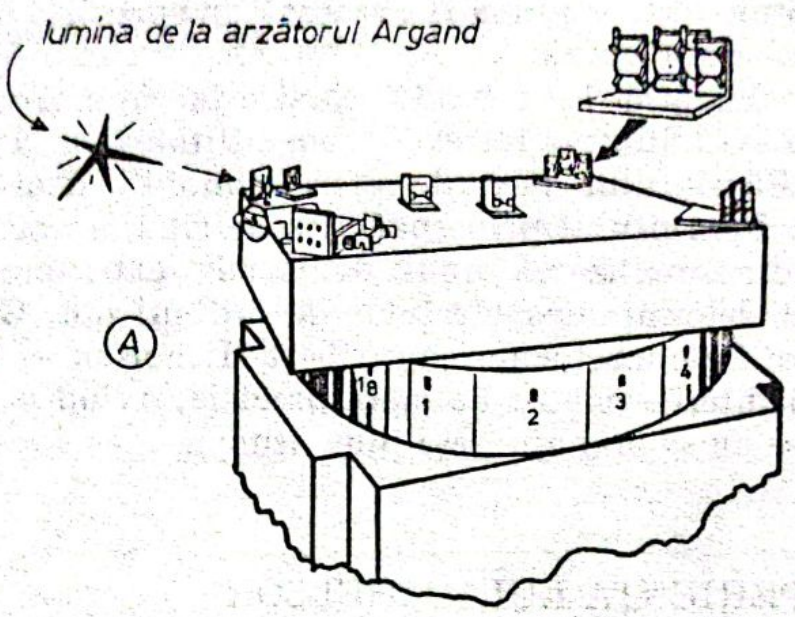


Fig. 9

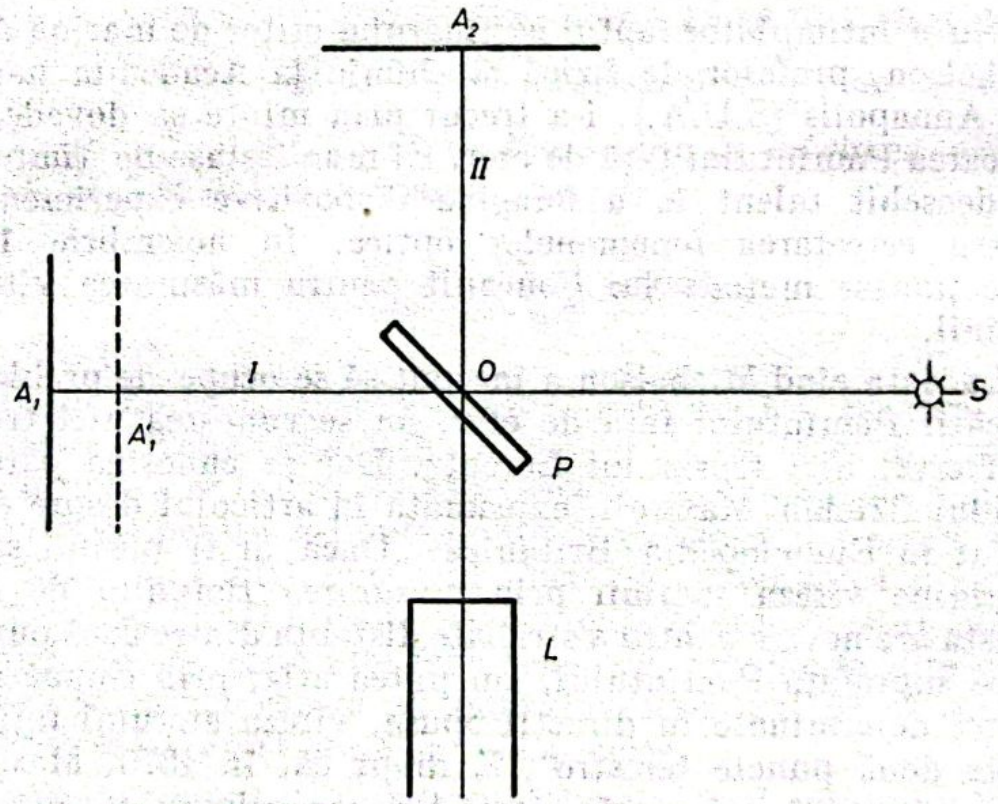


Fig. 10

rază de lumină monocromatică la placa de sticlă plan-paralelă P. Placa este acoperită cu un strat subțire de argint, care permite atît reflexia cît și refracția razelor de lumină.

Scanned with CamScanner

Raza I străbate placa P și cade normal pe oglinda A_1; după reflexie, ea străbate același drum și pătrunde din nou în placa P, unde se reflectă parțial pe stratul subțire de argint, trecînd pe direcția OL. Raza II, produsă prin reflexia fasciculului incident SO, ajunge la oglinda A_2 și, după reflexie, se întoarce la placa P, unde interferează cu raza I, venită de la oglinda A_1.

Presupunem că aparatul este orientat astfel ca direcția OA_1 să coincidă cu direcția de mișcare a Pămîntului pe orbită. Însemnăm cu l_1 lungimea brațului OA_1 al aparatului și cu l_2 lungimea brațului OA_2.

a) În vreme ce raza de lumină se propagă de la O la A_1, oglinda A_1 înaintează datorită translației Pămîntului. Astfel, raza întîlnește oglinda în poziția A_1', depărtată cu σ de poziția A_1, în care se găsea oglinda în momentul cînd lumina a plecat din punctul O. Intervalul de timp t_1', în care lumina se propagă cu viteza c de la O la oglinda din poziția A_1', este:

$$t_1' = \frac{l_1 - \sigma}{c},$$

în care

$$\sigma = v t_1'$$

Din aceste formule, deducem

$$t_1' = \frac{l_1}{c+v}.$$

Observăm că în acest calcul, ca și în calculele următoare, se presupune că viteza luminii este independentă de mișcarea izvorului luminos care o emite. De asemenea, se consideră că propagarea razei de lumină, ca și mișcarea de translație a Pămîntului, se ia în raport cu eterul, presupus perfect imobil în spațiu[1].

În sens invers, de la A_1' la O, raza de lumină are de străbătut un drum mai lung pentru că, în timp ce raza se propagă

[1] Se admite astfel că ar fi posibil să se pună în evidență mișcarea de translație a unui sistem inerțial, prin experiențe executate chiar în cuprinsul sistemului. După cum am mai spus (I.2), principiul relativității neagă o asemenea posibilitate, ceea ce ne obligă să negăm însăși existența eterului propagator de lumină. De aceea, în cadrul principiului relativității, calculul expus aici pentru experiența lui Michelson nu mai este valabil; razele de lumină se propagă în interferometru exact ca și cum acesta ar fi în repaus, astfel că $t_1 = t_2$ și, deci, nu trebuie să ne așteptăm la vreo deplasare a franjelor prin rotirea cu 90° a aparatului.

Scanned with CamScanner

pe direcția $A_1'O$, placa de sticlă P se deplasează cu ε, datorită mișcării Pământului. Intervalul de timp t_1', în care lumina se propagă de la oglinda aflată în poziția A_1' la placa P, este:

$$t_1' = \frac{l_1 + \varepsilon}{c},$$

în care

$$\varepsilon = v t_1'.$$

Din aceste formule, deducem

$$t_1' = \frac{l_1}{c - v}.$$

Prin urmare intervalul de timp t_1, în care raza de lumină străbate distanța OAO_1, este:

$$t_1 = t_1' + t_1'' = \frac{l}{c+v} + \frac{l}{c-v} = \frac{2cl_1}{c^2 - v^2} = \frac{2l_1}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Punînd

$$\alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

obținem

$$t_1 = \frac{2l_1}{c} \frac{1}{\alpha^2}, \qquad (II.3.1)$$

sau, cum v este foarte mic în raport cu c, putem lua cu o aproximație destul de bună:

$$t_1 = \frac{2l_1}{c}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1} = \frac{2l_1}{c}\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right).$$

b) Să considerăm acum raza de lumină care pleacă din O și se reflectă pe oglinda A_2 (fig. 11). Raza care pornește din O, perpendicular pe oglinda A_2, se întoarce, după reflexie, pe același drum. Dar, în acest timp, placa P s-a deplasat în P', datorită mișcării Pământului, astfel că această rază nu mai revine în punctul O de pe placă. Pentru ca raza de lumină, plecată din O, să revină în acest punct, trebuie ca ea să cadă oblic pe oglindă, urmînd drumul $OB = s$. Intervalul de timp t_2, în care această rază străbate drumul OBO', este:

$$t_2 = \frac{2s}{c},$$

Scanned with CamScanner

În același timp, datorită mișcării Pămîntului, punctul O de pe placă descrie spațiul $OO'=2p$, deci:

$$t_2=\frac{2p}{v},$$

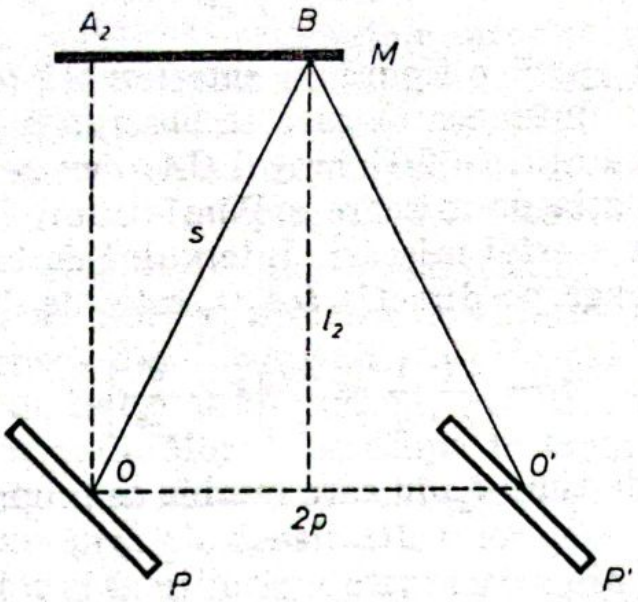


Fig. 11

Din ultimele două formule, deducem:

$$p=\frac{vs}{c}.$$

Pe de altă parte

$$s^2=p^2+l_2^2=\frac{v^2s^2}{c^2}+l_2^2,$$

de unde

$$s=\frac{l_2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}=\frac{l_2}{\alpha}$$

și deci

$$t_2=\frac{2\,l_2}{c}\frac{1}{\alpha}, \qquad \text{(II.3.2)}$$

sau, deoarece v este foarte mic în comparație cu c, putem lua

$$t_2=\frac{2\,l_2}{c}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}=\frac{2\,l_2}{c}\left(1+\frac{v^2}{2\,c^2}\right).$$

Considerăm că lungimile l_1 și l_2 sînt egale între ele:

$$l_1=l_2=l.$$

Scanned with CamScanner

Cele două raze de lumină care interferează în punctul O, prezintă o diferență de drum corespunzătoare diferenței de timp:

$$(t_1 - t_2)_I = \frac{l}{c}\frac{v^2}{c^2},$$

ceea ce face să apară o figură de interferență (franje alternativ luminoase și întunecate) care se observă prin luneta L.

Să rotim aparatul cu 90°: brațul OA_1 devine acum perpendicular pe direcția de mișcare a Pământului, iar brațul OA_2 capătă direcția acestei mișcări. Intervalul de timp t_1, în care lumina se propagă pe direcția OA_1O, este, de data aceasta:

$$t_1 = \frac{2l}{c}\frac{1}{\alpha} = \frac{2l}{c}\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right),$$

iar intervalul de timp t_2, în care lumina se propagă pe direcția OA_2O este:

$$t_2 = \frac{2l}{c}\cdot\frac{1}{\alpha^2} = \frac{2l}{c}\left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right).$$

Diferența de timp în care razele de lumină interferează în punctul O este în acest caz:

$$(t_1 - t_2)_{II} = -\frac{1}{c}\frac{v^2}{c^2}.$$

Prin rotirea aparatului cu 90°, diferența de timp variază cu:

$$(t_1 - t_2)_I - (t_1 - t_2)_{II} = \frac{l}{c}\frac{v^2}{c^2} - \left(-\frac{l}{c}\frac{v^2}{c^2}\right) = \frac{2l}{c}\cdot\frac{v^2}{c^2},$$

ceea ce trebuie să producă o deplasare a franjelor.

Dacă diferența de timp ar varia cu T (perioada luminii monocromatice a izvorului S), figura de interferență s-ar deplasa pe o distanță egală cu depărtarea dintre două franje succesive. Numărul N de franje, cu care trebuie să se deplaseze figura de interferență prin rotația aparatului, este deci:

$$N = \frac{(t_1 - t_2)_I - (t_1 - t_2)_{II}}{T},$$

adică

$$N = \frac{2l}{cT}\frac{v^2}{c^2} = \frac{2l}{\lambda}\frac{v^2}{c^2}, \qquad \text{(II.3.3)}$$

în care λ este lungimea de undă a luminii monocromatice cu care se lucrează (590 nm = $5{,}90 \cdot 10^{-7}$ m).

Scanned with CamScanner

Spre marea surprindere a lui Michelson, nu s-a produs nici o deplasare de franje, ca şi cum Pămîntul ar fi imobil în spaţiu sau eterul complet antrenat. Deşi, în realitate, nici Pămîntul nu este imobil şi nici eterul complet antrenat, după cum se dovedise prin experienţele lui Fizeau şi Airy.

Michelson a publicat rezultatele acestei experienţe în American Journal of Sciences din august 1881 sub titlul „Mişcarea relativă a Pămîntului în eterul propagator de lumină". Surpriza a fost mare în lumea ştiinţifică, deoarece un astfel de rezultat nimeni nu-l aştepta şi nu-l putea înţelege.

Pentru a-şi îmbunătăţi munca ştiinţifică, Michelson şi-a luat colaborator pe Morley, profesor de chimie la Case School of Applied Sciences din Cleveland. La această şcoală fusese numit profesor de fizică şi Michelson, în 1881, imediat după demisia sa din armată. Morley se ocupa în laboratorul său de chimie cu lucrări din domeniul chimiei fizice, căutînd să determine cu mare precizie densităţile unor gaze. Avînd talent de experimentator şi familiarizat cu practica din laboratoarele de fizică, Morley s-a dovedit un excelent colaborator secund, deşi era cu 15 ani mai mare decît Michelson.

Cei doi cercetători au început să lucreze împreună, refăcînd mai întîi experienţa lui Fizeau din 1851, în care au introdus perfecţionări remarcabile. Lucrarea a apărut în American Journal of Sciences din 1886, avînd ca titlu „Influenţa mişcării mediului asupra vitezei luminii". Au luat apoi în studiu experienţa cu interferometrul cel nou, care dăduse un rezul-

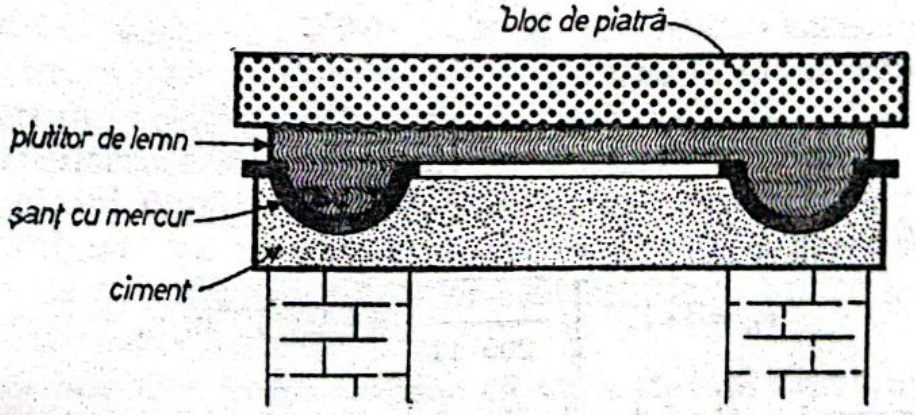


Fig. 12

tat negativ, senzaţional. Pentru a ţine seama de unele observaţii critice făcute de Lorentz, Michelson şi Morley au adus acestei experienţe perfecţionări importante: interferometrul a fost montat pe un bloc de piatră (fig. 12) avînd grosimea

Scanned with CamScanner

de 35,6 cm și o suprafață plană cu aria de 1,50 m². Blocul era fixat pe un inel de lemn, care plutea într-o baie de mercur. În felul acesta aparatul putea fi rotit foarte ușor, fără să apară tensiuni sau solicitări care ar fi putut aduce modificări în structura lui. Deasupra blocului de piatră erau fixate oglinzile și celelalte piese ale interferometrului.

Pentru a face aparatul mai sensibil au fost introduse mai multe reflexii pe drumul razelor de lumină, ceea ce a mărit lungimea fiecărui braț, ajungîndu-se pînă la 11 metri. În aceste condiții, deplasarea franjelor trebuie să fie, potrivit formulei (II.3.3), de cel puțin:

$$N=\frac{2l}{\lambda}\frac{v^2}{c^2}=\frac{2\cdot 11\cdot 9\cdot 10^8}{5{,}9\cdot 10^{-7}\cdot 9\cdot 10^{16}}=0{,}37,$$

adică franjele trebuiau să se deplaseze cu mai mult de o treime din depărtarea dintre ele. Precizia aparatului era însă mult mai mare, putîndu-se măsura o deplasare de zece ori mai mică.

Să calculăm viteza minimă v_0 pe care ar trebui s-o aibe Pămîntul în mișcarea lui de translație, pentru ca deplasarea franjelor să fie la limita măsurătorilor, care este de o sutime din depărtarea dintre două franje, adică

$$N=\frac{1}{100}.$$

Ținînd seama de (II.3.3), avem:

$$\frac{2l}{\lambda}\frac{v_0^2}{c^2}=\frac{1}{100},$$

de unde

$$v_0=c\sqrt{\frac{\lambda}{200\,l}}$$

și, deci

$$v_0=3\cdot 10^8\sqrt{\frac{5{,}9\cdot 10^{-7}}{200\cdot 11}}=4{,}9\cdot 10^3\text{m/s},$$

adică aproximativ 5 km/h. Așadar, interferometrul lui Michelson, cu perfecționările finale, era atît de sensibil încît ar fi putut să pună în evidență o viteză de șase ori mai mică decît aceea cu care Pămîntul se mișcă pe orbita lui din jurul Soarelui.

Michelson și Morley au efectuat cu acest aparat cîteva mii de observații, dar rezultatul a fost cel obținut prima dată:

Scanned with CamScanner

deplasarea franjelor nu s-a produs. E drept, s-au observat mici deplasări ale franjelor, de aproximativ o sutime din valoarea aşteptată, dar acestea nu aveau nici legătură cu vîntul eteric, fiind datorate unor cauze accidentale.

Dealtfel, în unele experienţe întreprinse mai tîrziu de alţi cercetători, s-a constatat că aceste deplasări reziduale devin cu atît mai mici cu cît precizia aparatului este mai mare.

Lucrarea lui Michelson şi Morley a apărut în American Journal of Sciences din 1887, avînd ca titlu: „Despre mişcarea relativă a Pămîntului şi eterul propagator de lumină". A mai fost publicată, tot în acelaşi an, în Philosophical Magazine din Londra. După fizicianul şi sociologul John Bernal, experienţa lui Michelson-Morley reprezintă „cel mai important rezultat negativ din istoria ştiinţei".

Se pare că Michelson a fost mult dezamăgit de rezultatele obţinute: speranţa de a fi primul om de ştiinţă care să fi pus în evidenţă vîntul eteric se spulberase. El a afirmat că aceste rezultate „pot fi încă explicate, dacă se presupune că Pămîntul antrenează cu sine eterul cu aproape întreaga sa viteză, aşa încît viteza relativă dintre eter şi suprafaţa Pămîntului este nulă sau foarte mică". Scriind aceste rînduri, Michelson nu vrea să ştie de experienţa lui Fizeau, pe care el însuşi o repetase cu un an de zile mai înainte şi care confirmase antrenarea parţială a eterului. De asemenea, după cum am arătat, existenţa aberaţiei astronomice dovedeşte că eterul nu poate fi total antrenat. Drept consolare, Michelson atrage atenţia asupra interferometrului pe care îl inventase, scriind: „Cred că se va recunoaşte că problema care a dus la inventarea interferometrului compensează din plin faptul că această experienţă meticuloasă a dat un rezultat negativ".

Cinci ani după anunţarea acestei noi experienţe, Lorentz şi-a publicat teoria electrodinamică în care presupune că eterul este complet imobil, astfel că trebuie să apară la suprafaţa Pămîntului un „vînt eteric".

Deoarece experienţa arătase că un astfel de vînt nu există, trebuia găsită explicaţia cuvenită: de ce vîntul eteric, care apare în teoria lui Lorentz, este inexistent în experienţa lui Michelson?

Cea dintîi explicaţie (pentru prima experienţă a lui Michelson) a fost propusă în 1883 de către Fitzgerald, profesor la Trinity College din Dublin (Irlanda) şi membru al Societăţii Regale din Londra. În mod independent Lorentz a găsit în

Scanned with CamScanner

1892 aceeaşi explicaţie, căreia i-a dat însă o dezvoltare matematică. Ca să ne dăm seama de modul cum se impune această explicaţie, să considerăm formulele (II.3.1) şi (II.3.2), care arată că formula timpului t_1 diferă de a timpului t_2, ceea ce ar trebui să producă deplasarea franjelor prin rotaţia interferometrului. Dacă t_1 ar fi egal cu t_2, diferenţa $t_1 - t_2$ ar fi nulă, deci $N=0$, astfel că franjele nu s-ar deplasa.

Observăm însă că, în formulele citate, expresia lui t_1 poate să devină identică cu a lui t_2, dacă punem:

$$l_1 = \alpha\, l_2, \qquad \text{(II.3.4)}$$

adică

$$l_1 = l_2 \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = l_2\left(1-\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right),$$

ceea ce înseamnă că $l_1 < l_2$. Aşadar, braţul aparatului orientat pe direcţia mişcării Pământului este, în realitate, mai mic decît celălalt. Din ce cauză? Din cauza unei contracţii spontane, susţin Lorentz şi Fitzgerald: braţul interferometrului, paralel cu mişcarea Pământului, se contractă, iar celălalt braţ rămîne neschimbat. Concluzia trebuie generalizată: *orice corp în mişcare suferă o contracţie pe direcţia mişcării*. Astfel, o sferă de la suprafaţa Pământului este, în realitate, un elipsoid de revoluţie, turtit pe direcţia mişcării Pământului. Curios este că această *contracţie Lorentz-Fitzgerald* — cum a fost denumită — nu depinde de natura corpurilor.

Lorentz a încercat să justifice (nu să explice) această contracţie, ţinînd seama de constituţia electronică a corpurilor. Cînd un corp se pune în mişcare, electronii din cuprinsul lui participă cu toţii la această mişcare, ceea ce face să se deformeze cîmpurile magnetice respective. În consecinţă, forţele de coeziune variază, ca şi condiţiile de echilibru, astfel că dimensiunile corpului variază şi ele.

Lorentz a aplicat această idee şi electronilor, considerîndu-i sfere deformabile. Orice electron în mişcare suferă o contracţie Lorentz-Fitzgerald: din sferă, cum era în starea de repaus, electronul devine un elipsoid de revoluţie, turtit pe direcţia mişcării. După calculele lui Lorentz, această contracţie influenţează masa electronului, conducînd la relaţiile:

$$m_l = \frac{m_l}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad \text{şi} \quad m_t = \frac{m_t}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}},$$

Scanned with CamScanner

în care m_0 este *masa de repaus*, iar m_l și m_t masele electronului. și anume: m_l este *masa longitudinală*, corespunzătoare cazului cînd forța acționează pe direcția de mișcare a electronului, iar m_t este *masa transversală*, în cazul cînd forța acționează perpendicular pe direcția de mișcare a electronului (cazul forței centripete).

Contracția Lorentz-Fitzgerald este extrem de mică, după cum se dovedește prin următorul exemplu. Considerăm o bară de lungime l_2, așezată perpendicular pe direcția mișcării de translație a Pămîntului. Cînd o rotim cu 90°, aducînd-o pe direcția mișcării Pămîntului, bara se contractă, căpătînd lungimea l_1. Ținînd seama de formula (II.3.4), avem pentru contracția specifică a barei:

$$\frac{l_2 - l_1}{l_2} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{2}10^{-8},$$

adică contracția specifică (contracția unității de lungime) este de 1/200 de milioane. Bunăoară, cînd o bară lungă de 1 m, aflată pe direcția perpendiculară mișcării de translație a Pămîntului, este rotită cu 90°, ea se scurtează cu

$$\frac{1}{2}\cdot 10^{-8}\ \text{m} = 5\cdot 10^{-9}\ \text{m} = 5\ \text{nm},$$

valoare cu mult mai mică decît lungimea de undă a radiațiilor luminoase. Reamintim că lungimea de undă a radiațiilor luminoase vizibile este de cîteva sute de nanometri.

Ipoteza Lorentz-Fitzgerald explică rezultatul negativ al experienței lui Michelson; dar, pentru a fi admisă, această ipoteză trebuia supusă unor verificări suplimentare, prin experiențe optice și electrice de înaltă precizie.

În 1902 Lordul Rayleigh a cercetat anizotropia optică pe care ar trebui s-o producă contracția Lorentz-Fitzgerald. În adevăr, se știe că orice corp izotrop devine anizotrop prin comprimare, putînd prezenta fenomene de birifringență. Rayleigh a așezat între doi nicoli încrucișați tuburi cu apă, respectiv cu sulfură de carbon, orientate perpendicular pe mișcarea Pămîntului. Rotind aceste tuburi cu 90°, lichidul ar fi trebuit să prezinte o birefringență, dacă contracția Lorentz-Fitzgerald se produce efectiv. Dar rezultatul a fost complet negativ: nu s-a observat nici o birefringență accidentală. În 1904 și 1905 fizicianul american Brace a repetat aceste experiențe, lucrînd cu un dispozitiv experimental mai perfecționat. Dar, nici de data aceasta nu s-a obținut rezultatul așteptat.

Scanned with CamScanner

În 1903, Trouton și Noble au încercat o experiență electrică, folosind o bară orizontală susținută de un fir; la un capăt al barei este fixat un condensator, iar la celălalt capăt o contragreutate, care echilibrează sistemul. Însemnăm cu φ unghiul dintre direcția mișcării Pământului și normala la plăcile condensatorului. Max Abraham a arătat că asupra condensatorului acționează un cuplu, al cărui moment este:

$$M = U \frac{v^2}{c^2} \sin 2\varphi,$$

în care U este energia condensatorului încărcat. Nici la această experiență nu s-a observat efectul urmărit. Lorentz a explicat acest rezultat negativ ca datorat contracției despre care am vorbit.

În 1908 Trouton și Rankine au efectuat alte cercetări, ținînd seama de faptul că rezistența electrică a unui fir depinde de lungimea lui. Lucrînd cu o punte Wheatstone foarte sensibilă, cei doi fizicieni au măsurat rezistența electrică a unor fire metalice, cînd acestea erau perpendiculare și apoi paralele cu direcția mișcării Pământului. Rezultatul a fost, și de data aceasta, complet negativ; nici o variație a rezistenței firelor nu a putut fi pusă în evidență.

Așadar, contracția Lorentz-Fitzgerald, presupusă că ar interveni în experiența Michelson-Morley, nu se produce deloc în alte experiențe, ceea ce naște îndoieli temeinice cu privire la existența ei.

Observăm că rezultatul negativ al experienței lui Michelson poate fi explicat nu numai prin contracția Lorentz-Fitzgerald, ci și prin alte ipoteze[1]. În adevăr, dacă în această experiență fenomenele luminoase se petrec ca și cum $t_1 = t_2$, înseamnă că trebuie să avem:

$$\frac{2 l_1}{c_1} \cdot \frac{1}{\alpha_1^2} = \frac{2 l_2}{c_2} \cdot \frac{1}{\alpha_2}. \qquad \text{(II.3.5)}$$

Această egalitate se poate realiza în trei cazuri:

a) Considerăm $c_1 = c_2$, deci $\alpha_1 = \alpha_2$; adică viteza luminii nu variază cu direcția de propagare. În acest caz, formula precedentă ne dă:

$$l_1 = \alpha l_2,$$

formulă care exprimă ipoteza contracției Lorentz-Fitzgerald.

[1] N. Bărbulescu, în "Revue générale des Sciences", nr. 11, 1939, Paris.

Scanned with CamScanner

b) Considerăm $l_1=l_2$; trebuie să avem:

$$c_1\alpha_1^2=c_2\alpha_2$$

și, dacă v este foarte mic în comparație cu viteza luminii, putem lua $\alpha_1\approx\alpha_2=\alpha$, astfel că

$$c_2=c_1\alpha,$$

adică viteza luminii într-un sistem în mișcare variază cu direcția de propagare: este mai mare pe direcția mișcării decît pe direcția perpendiculară.

c) Considerăm că

$$l_1=l_2 \text{ și } c_1=c_2, \text{ deci } \alpha_1=\alpha_2=\alpha.$$

În acest caz

$$t_2=t_1\alpha,$$

deci trebuie să admitem, în acest caz, că scurgerea timpului nu este uniformă — cum se spune în mod obișnuit — ci este mai înceată pe direcția mișcării Pămîntului; este *ipoteza timpului relativ*, care stă la baza teoriei lui Einstein.

În 1908, fizicianul elvețian Walter Ritz a propus o altă explicație pentru insuccesul experienței lui Michelson, în deplin acord cu legile mecanicii clasice. Se știe că un proiectil, care scapă cu viteza V dintr-un tun în repaus, capătă viteza $V+v$, dacă tunul se deplasează cu viteza v pe direcția de mișcare a proiectilului. Ritz presupune că la fel se întîmplă și cu lumina: viteza ei depinde de viteza izvorului emițător, așa după cum viteza proiectilului depinde de viteza țevii din care a ieșit. Este așa-numita *ipoteză balistică* pe care, dealtfel, am folosit-o în relativitatea clasică, în exemplul cu săritura pe vas.

Pentru un izvor luminos aflat în repaus, viteza luminii emise este c; dacă izvorul se mișcă cu viteza v, lumina emisă are viteza egală cu rezultanta vectorilor c și v. Astfel, potrivit acestei ipoteze, în cazul interferometrului Michelson expresia intervalului de timp t_1' trebuie să fie

$$t_1=\frac{l}{c_1+v},$$

în care c_1 este viteza luminii care se propagă în sens contrar mișcării izvorului luminos S:

$$c_1=c-v.$$

Scanned with CamScanner

Deci formula timpului t_1' este

$$t_1' = \frac{l}{c},$$

adică lumina se propagă pe direcţia OA_1 ca şi cum Pămîntul ar fi în repaus.

După reflexie, lumina pleacă de la oglinda A_1 ca şi cum ar pleca dela un izvor luminos antrenat de mişcarea Pămîntului, cu viteza v. De aceea, pe drumul A_1O viteza luminii este

$$c_1' = c + v$$

şi, refăcînd raţionamentul pentru calcularea intervalului de timp t_1'', obţinem

$$t_1'' = \frac{l_1}{c_1' - v} = \frac{l_1}{c + v - v} = \frac{l_1}{c},$$

astfel că

$$t_1 = t_1' + t_1'' = \frac{2\,l_1}{c},$$

ca şi cum Pămîntul ar fi în repaus.

Să considerăm acum raza de lumină care se propagă în direcţia oglinzii A_2. În locul vitezei c, din calculul care ne-a condus la formula (II.3.2), trebuie să luăm viteza c_2. Potrivit ipotezei balistice, această viteză rezultă din compunerea vitezei c, de pe direcţia OA_2, cu viteza v, a punctului O, de unde pleacă raza de lumină. Deci

$$c_2^2 = c^2 + v^2,$$

de unde

$$c^2 = c_2^2 - v^2 = c_2^2\left(1 - \frac{v^2}{c_2^2}\right),$$

astfel că:

$$c = c_2\sqrt{1 - \frac{v^2}{c_2^2}}. \qquad \text{(II.3.6)}$$

Pe de altă parte avem, după cum am arătat,

$$s = \frac{l_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c_2^2}}}$$

Scanned with CamScanner

și, deci:

$$t_2 = \frac{2s}{c_2} = \frac{2}{c_2} \frac{l_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c_2^2}}}$$

sau, ținînd seamă de formula (II.3.6), obținem:

$$t_2 = \frac{2 l_2}{c}.$$

Luînd $l_1 = l_2$, obținem $t_1 = t_2$, așa că nu trebuie să ne așteptăm la o deplasare a franjelor prin rotație cu 90° a interferometrului.

Precum se vede, ipoteza balistică explică de ce în experiența lui Michelson fenomenele electromagnetice se petrec ca și cum Pămîntul ar fi în nemișcare. Dealtfel, aceeași ipoteză ne-a permis să înțelegem de ce fenomenele mecanice dintr-un sistem inerțial ne apar și ele ca independente de mișcarea sistemului.

Totuși, această ipoteză nu a fost acceptată, întrucît ar contrazice observațiile astronomice cu privire la stelele duble. Bunăoară, să presupunem un sistem stelar, în care steaua s (fig. 13) se mișcă cu viteza liniară v în jurul stelei S. În această situație, lumina care pornește la momentul zero de la steaua s (din poziția A) ar atinge Pămîntul cu viteza $c - v$ la momentul t_1:

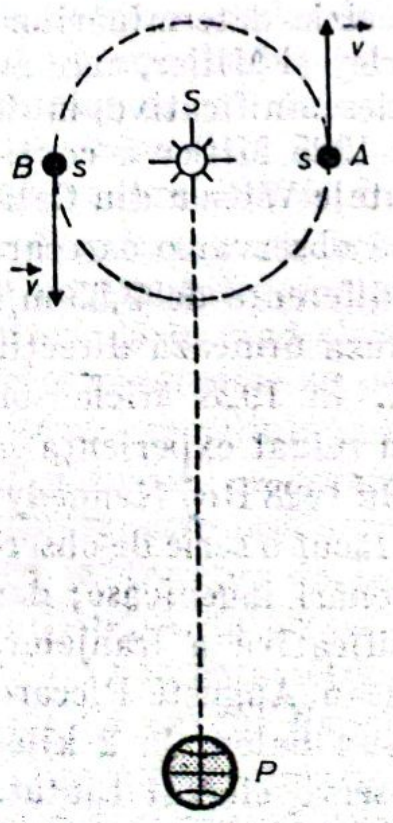


Fig. 13

$$t_1 = \frac{L}{c - v},$$

unde L este distanța de la Pămînt la steaua s. După un interval de timp $\frac{T}{2}$ (T fiind perioada de revoluție a stelei s înjurul stelei S), steaua s ocupă poziția B, de unde lumina pleacă spre Pămînt cu viteza $c + v$, unde ajunge la momentul

$$t_2 = \frac{T}{2} + \frac{L}{c + v}.$$

Scanned with CamScanner

Dacă lumina ne-ar veni de la steaua s întotdeauna cu aceeaşi viteză c, am avea

$$t_2 = \frac{T}{2} + t_1, \quad \text{adică} \quad t_2 > t_1.$$

În ipoteza balistică se obţine un rezultat exact contrar. Cînd L este foarte mare, putem neglija termenul $\frac{T}{2}$ faţă de celălalt termen şi, cum $\frac{L}{c+v} < t_1$, urmează că trebuie să avem $t_2 < t_1$. În acest caz, steaua s s-ar vedea de pe Pămînt mai întîi în poziţia B şi apoi în A, contrar sensului în care ea se mişcă. Aceasta ar face, spun astronomii, ca mişcarea aparentă a stelei s să prezinte neregularităţi care, în realitate, nu se observă.

Totuşi, problema nu este chiar aşa de simplă pe cît se consideră astăzi. Căci viteza v fiind foarte mică în comparaţie cu viteza c a luminii, ar fi posibil ca $c+v \approx c$, pentru aproximaţia observaţiilor astronomice din vremea noastră. În acest caz efectul balistic, deşi existent, nu ar putea produce neregularităţi observabile în mişcarea stelelor duble.

Experienţa Michelson-Morley din 1887 a fost reluată în mai multe rînduri, cu dispozitive din ce în ce mai perfecţionate, pentru a mări cît mai mult precizia determinărilor. Între 1897 şi 1905 au făcut cercetări Morley şi Miller, care au observat unele deplasări de franje, dar nesemnificative, mult inferioare celor aşteptate. Între 1921 şi 1925 Miller a continuat singur experienţele, lucrînd pe muntele Wilson din California. După cîteva mii de încercări, el a observat o oarecare deplasare de franje, corespunzînd unei diferenţe de 9,65 m/s în viteza de propagare a luminii, cînd raza urmează direcţia perpendiculară pe mişcarea Pămîntului. În 1928 Michelson împreună cu F. G. Pease şi F. Pearson au reluat experienţa la Pasadena (California), dar tot fără succes. În 1928 Roy Kennedy, fizician de la Johns Hopkins University, a făcut o serie de observaţii, introducînd în dispozitiv perfecţionări ingenioase; dar nu s-a observat nici o deplasare semnificativă a franjelor. În perioada 1926—1927, fizicianul elveţian Auguste Piccard a repetat experienţa lui Michelson într-un balon, la 2 kilometri deasupra Pămîntului, fără să observe efectul căutat. În 1948 Louis Essen din Anglia a introdus în aceste cercetări

Scanned with CamScanner

radiounde, iar în 1958 Charles H. Townes de la Universitatea din Columbia (S.U.A.) a lucrat cu un maser, realizînd o precizie uimitoare. În toate cazurile, rezultatele au fost de asemenea negative, neputîndu-se pune în evidenţă nici un vînt de eter. Persistenţa acestor rezultate negative, de-a lungul a 80 de ani de cercetări, constituie cea mai bună dovadă că obiectivul urmărit (vîntul eteric) este inexistent.

La începutul secolului al XX-lea, electrodinamica mediilor în mişcare constituia încă o problemă fără soluţie valabilă. Mişcarea Pămîntului faţă de eterul imobil (presupus astfel de teoria lui Lorentz) nu putea fi pusă în evidenţă prin nici o experienţă optică sau electrică. Insuccesul acestor experienţe era de neînţeles şi nici o ipoteză suplimentară nu-l putea face inteligibil. Această criză a fizicii a luat sfîrşit în 1905, odată cu apariţia lucrării lui Einstein prin care s-au pus bazele teoriei relativităţii restrînse.

II.4. PRINCIPIUL RELATIVITĂŢII RESTRÎNSE

La data cînd Einstein a început să se ocupe de electrodinamica mediilor în mişcare, cercetările în această direcţie erau foarte înaintate. Se produsese acumularea cantitativă a faptelor şi era de aşteptat ca, prin intuiţia genială a unui tînăr cercetător, să se declanşeze saltul calitativ care să rezolve problemele într-un mod neobişnuit, revoluţionar.

După cum am arătat, Lorentz reuşise să se apropie mult de conţinutul principiului relativităţii fără ca, totuşi, să-l întrevadă în mod clar şi precis. El descoperise că fenomenele electromagnetice se petrec la fel în toate sistemele aflate în mişcarea rectilinie şi uniformă faţă de eterul considerat imobil. Reuşise, de asemenea, să stabilească formulele de transformare, care lasă neschimbată forma ecuaţiilor electromagnetice la trecerea de la un sistem inerţial la altul. În sfîrşit, mai ştia că, în aceste formule de transformare, trebuie introdus un nou parametru de timp — *timpul local* — care la Einstein va deveni *timpul relativ*.

Cercetător genial al fenomenelor electromagnetice, Lorentz a crezut că rezultatele la care ajunsese convin numai

Scanned with CamScanner

acestei categorii de fenomene. Nu s-a gîndit un moment că ar putea fi vorba de efecte generale, aparţinînd tuturor fenomenelor fizice. Iată de ce ilustrul fizician olandez s-a apropiat foarte mult de principiul relativităţii, dar nu l-a putut descoperi.

Einstein şi Poincaré au privit lucrurile dintr-un punct de vedere mai general. Ei au admis că nu numai fenomenele electromagnetice şi cele mecanice sînt independente de mişcarea sistemelor inerţiale, ci toate fenomenele fizice. Au considerat, deci, că această afirmaţie exprimă o lege generală a naturii, mai precis un principiu, adică o lege care nu poate fi demonstrată ci numai admisă, în deplină concordanţă cu experienţa. În vara anului 1905 Poincaré a scris studiul „Despre dinamica electronului", apărut după un an în publicaţia italiană Rendiconti del Circolo matematico din Palermo. După ce constată că experienţele nu ne dau posibilitatea să punem în evidenţă mişcarea absolută a Pămîntului, Poincaré scrie: „această imposibilitate de a pune în evidenţă pe cale experimentală mişcarea absolută a Pămîntului este o lege generală a Naturii; noi sîntem conduşi în mod firesc să admitem această lege, pe care o vom numi *Postulatul Relativităţii* şi s-o acceptăm fără rezerve". Iar Einstein, în memoriul său „Despre electrodinamica corpurilor în mişcare", publicat în Annalen der Physik din Septembrie 1905, scrie în Introducere: „... experienţele întreprinse pentru a demonstra mişcarea Pămîntului în raport cu „mediul" în care se propagă lumina şi ale căror rezultate au fost negative fac să se nască presupunerea că nu numai în mecanică nici o proprietate a fenomenelor nu corespunde noţiunii de mişcare absolută, ci şi în electrodinamică. În toate sistemele de coordonate, pentru care ecuaţiile mecanice rămîn valabile, legile electrodinamice şi optice păstrează aceeaşi formă, ceea ce s-a demonstrat pentru mărimile de ordinul întîi. Noi vrem să ridicăm această presupunere (al cărei conţinut va fi numit în cele ce urmează „principiul relativităţii") la rangul de ipoteză".

E adevărat că întreaga teorie a relativităţii restrînse se întemeiază pe formulele de transformare stabilite de Lorentz, dar aceasta nu scade cu nimic meritul lui Einstein, de a fi unicul autor al teoriei relativităţii; numai el a înţeles importanţa deosebită a acestor formule de transformare, considerîndu-le valabile nu numai în cadrul restrîns al fenomenelor electrodinamice, ci în cadrul general, al tuturor feno-

Scanned with CamScanner

menelor fizice. *Meritul principal al lui Einstein este de a fi stabilit formulele de transformare ale lui Lorentz nu din considerații electrodinamice, ci din considerații generale, valabile tuturor fenomenelor fizice.* În plus, el a dedus din aceste formule o serie de consecințe, clădind pe ele o mecanică nouă, mecanica relativistă.

Generalizarea de către Einstein a formulelor lui Lorentz, la toate fenomenele fizice, reprezintă de fapt generalizarea principiului relativității din mecanica newtoniană. După Einstein, *nu numai experiențele mecanice, dar nici un fel de experiențe executate în cuprinsul unui sistem inerțial nu pot pune în evidență mișcarea sistemului.* Ceea ce înseamnă că: *legile tuturor fenomenelor fizice nu sînt influențate de translația sistemului inerțial în care se produc*, sau că: *legile fenomenelor fizice au aceeași formă în toate sistemele inerțiale.*

Astfel generalizat, „Corolarul V" din „Principiile" lui Newton a primit numele de *principiul relativității restrînse* (sau *speciale*), deoarece valabilitatea acestui principiu este restrînsă numai la sistemele inerțiale.

Principiul relativității poate fi considerat ca o lege de similitudine a fenomenelor. În adevăr, în teoria mecanică a similitudinii se consideră două fenomene și se caută condițiile lor de similitudine pentru un singur observator. În similitudinea relativistă se consideră un singur fenomen și se caută condițiile de similitudine pentru doi observatori. Ca și în teoria mecanică a similitudinii, putem defini scările celor doi parametri de similitudine, care sînt aici spațiul și timpul:

$$\frac{l'}{l} = \frac{1}{\alpha}, \quad \frac{t'}{t} = \alpha.$$

Să insistăm puțin asupra confuziei ce s-a făcut și se mai face uneori în ceea ce privește interpretarea filozofică a teoriei relativității. Mulți oameni — și anume cei care vorbesc de teoria relativității fără să o cunoască bine — își închipuie că această teorie se încadrează în *relativismul filozofic.* Einstein, susțin acești oameni, nu a făcut altceva decît a exprimat matematic ceea ce știe o lume întreagă, că totul în lume e relativ. În realitate, lucrurile nu stau de loc așa.

Denumirea de „principiul relativității" nu ține de relativismul filozofic, ci de relativismul mecanic, de studiul mișcării relative, care nu are nici o legătură cu relativitatea din filozofie. Prin „mișcare relativă" se înțelege în mecanică mișcarea studiată față de un sistem de referință mobil. În-

Scanned with CamScanner

trucît, după cum am mai spus, principiul relativităţii susţine că nu putem studia decît mişcări relative, el îşi merită pe deplin numele ce i s-a dat. De aceea, propunerea făcută de unii fizicieni, de a schimba denumirea acestui principiu pentru a nu prilejui confuzii filozofice, nu a avut nici un succes, deoarece oamenii de ştiinţă ştiu să facă deosebirea între relativitatea fizică şi relativitatea filozofică. Potrivit acesteia din urmă, propovăduită de sofiştii greci din antichitate, nu este cu putinţă să cunoaştem adevărul obiectiv: „cum îmi apar mie lucrurile, aşa sînt pentru mine; cum îţi apar ţie lucrurile, aşa sînt pentru tine" spunea Protagoras din Abdera cu 450 de ani înaintea erei noastre. Cu alte cuvinte, pentru relativiştii greci, noi nu cunoaştem decît relaţiile dintre lucruri şi nu adevărul despre aceste lucruri.

În realitate, teoria relativităţii din fizică afirmă exact contrariul faţă de ceea ce susţinea Protagoras în antichitate. „Cum îmi apar mie legile fizice aşa sînt nu numai pentru mine, ci şi pentru tine, dacă te găseşti într-un sistem inerţial ca al meu", ar putea să spună un Protagoras modern, gîndind la teoria fizică a relativităţii restrînse.

Dacă, precum susţine principiul relativităţii, legile fenomenelor sînt aceleaşi (au aceeaşi formă) pentru toţi observatorii aflaţi în mişcare rectilinie şi uniformă, cu diverse viteze, în schimb unii parametri ai acestor legi, ca spaţiul şi timpul, variază de la un observator la altul, după viteza acestora. Adică aceşti parametri sînt relativi (cu excepţia vitezei luminii care are un caracter absolut, avînd, după Einstein, aceeaşi valoare pentru toţi observatorii). Deoarece cunoaşterea naturii înseamnă cunoaşterea legităţii fenomenelor, urmează că, de fapt, *cunoaşterea ştiinţifică are un caracter absolut* (în sensul pe care îl dăm în fizică acestei noţiuni).

„Să admitem — scrie Nicolae Bagdasar[1] — că noi nu cunoaştem lucrurile decît raportîndu-le unele la altele. Rezultă că orice cunoştinţă ce se referă la relaţiile dintre lucruri este relativă? Cîtuşi de puţin. O cunoştinţă a relaţiilor dintre lucruri poate fi tot atît de absolută, ca şi o cunoştinţă a esenţei însăşi a lucrurilor, dacă aceasta este sau ar fi posibilă. Iar rezultatele la care ajunge teoria relativităţii, privite îndeaproape, nu pot fi interpretate ca pledînd pentru o relativizare

[1] B. Bagdasar, *Teoria cunoştinţei, expunere sistematică şi critică*, vol. I, p. 50, Bucureşti, 1941.

Scanned with CamScanner

a cunoştinţei. Teoria relativităţii susţine *relaţionalitatea* lucrurilor, relaţionalitate care nu duce la relativitatea cunoştinţelor. Cunoştinţele relaţionale nu sînt cunoştinţe relative".

Un argument puternic în sprijinul principiului relativităţii l-a dat Poincaré într-o conferinţă intitulată „La nouvelle mecanique" (Mecanica cea nouă), ţinută la Göttingen în 1909: „Pămîntul se mişcă în jurul Soarelui cu o viteză de 30 km/s. În acelaşi timp, însă, învîrtindu-se în jurul Soarelui, se învîrteşte şi în jurul lui însuşi. Să presupunem, de pildă, că în acest moment viteza de translaţie este îndreptată de la Paris spre Berlin. După 12 ore, Pămîntul se va prezenta cu cealaltă faţă; viteza de translaţie va fi îndreptată de la Berlin spre Paris.

Această viteză este enorm de mare, mult mai mare decît aceea cu care sîntem obişnuiţi, la locomotive şi automobile. Astfel, dacă principiul relativităţii nu ar fi valabil, viteza acestei translaţii ar trebui să aibă o influenţă considerabilă, deoarece la fiecare 12 ore legile mecanicii ar trebui să fie răsturnate. Omul, care a avut destulă greutate ca să dovedească mişcarea Pămîntului, nu ar mai fi înţeles nimic din aceste revoluţii şi le-ar fi pus pe socoteala capriciilor zeilor. Ar fi ajuns la concluzia că ele nu se conduc după nici o lege şi ar fi renunţat la întemeierea ştiinţei. Poate chiar, în acest caz, viaţa însăşi nu ar fi fost cu putinţă, deoarece organismele care s-ar fi adaptat mişcării în timpul zilei, nu ar fi putut să trăiască în timpul nopţii, în condiţiuni aşa de diferite de ale zilei".

Principiul relativităţii justifică (nu explică) insuccesul experienţei lui Michelson. În adevăr, dacă Pămîntul ar fi nemişcat în spaţiu, deplasarea franjelor prin rotaţia interferometrului lui Michelson nu s-ar produce. Potrivit principiului relativităţii, deplasarea nu trebuie să se prodcă nici cînd Pămîntul se mişcă rectiliniu şi uniform (ceea ce se poate admite pentru scurtul interval de timp cît are loc experienţa), întrucît o astfel de mişcare nu schimbă aspectul fenomenelor fizice.

Dificultatea apare numai atunci cînd trecem de la justificarea experienţei lui Michelson la explicarea ei: ce se întîmplă în interferometrul lui Michelson, pentru ca deplasarea franjelor să nu se producă? Cu alte cuvinte, cum se explică valabilitatea principiului relativităţii în cazul fenomenelor optice?

Se ştie că principiile fizice sînt legi generale, ce se admit fără demonstraţie; ele nu se explică raţional, ci numai se

Scanned with CamScanner

justifică experimental. Astfel, nici un fizician nu se întreabă: de ce energia internă a unui sistem izolat se conservă în decursul transformărilor (principiul conservării energiei)? De asemenea, nu se întreabă nici: de ce sistemele de electroni se găsesc în natură numai în stări descrise de funcţii de undă antisimetrice (principiul lui Pauli)? Astfel de întrebări nu se pun, dar nici nu sînt interzise.

În unele cazuri oamenii de ştiinţă caută să cerceteze şi fondul principiilor fizice, reuşind să obţină rezultate importante. Aşa s-a întîmplat cu principiul creşterii entropiei din termodinamică, prin care se postulează că entropia unui sistem izolat creşte în decursul transformărilor ireversibile. Boltzmann nu s-a mulţumit cu acest enunţ, ci a căutat să vadă de ce entropia creşte în astfel de cazuri, ceea ce i-a dezvăluit caracterul statistic al acestui principiu termodinamic.

În mod analog, cercetînd valabilitatea principiului relativităţii, Einstein a descoperit proprietăţi surprinzătoare ale spaţiului şi timpului, ca şi ale cîmpului gravitaţional.

Am văzut că aplicarea principiului relativităţii la fenomenele mecanice impune în prealabil sincronizarea cuplată a sistemelor inerţiale. De această sincronizare trebuie să ţinem seamă şi cînd aplicăm principiul relativităţii restrînse. Iar pentru a studia cazuri mai generale, nu vom mai considera că viteza relativă v este neglijabilă faţă de viteza luminii.

Să discutăm în aceste condiţii formula (I.3.6) la care se ajunge, după cum am văzut, prin sincronizarea cuplată a ceasornicelor din sistemele inerţiale O' şi O:

$$c'\Delta t' = c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\,\Delta t^{1}. \qquad \text{(I.3.6)}$$

Această formulă se simplifică în două cazuri:

a) Să admitem că orice interval de timp (corespunzător unui fenomen fizic oarecare) are aceeaşi valoare în toate sistemele inerţiale:

$$\Delta t' = \Delta t,$$

adică admitem *concepţia timpului absolut*, pe care se întemeiază mecanica clasică. În acest caz, din (I.3.6) avem:

$$c' = c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = \alpha c,$$

[1] N. Bărbulescu, Physik. Zeit. nr. 4, 1939.

Scanned with CamScanner

formula care traduce relativitatea vitezei luminii: lumina are în vid viteze diferite, după sistemul inerţial în care se propagă.

b) Să intervenim cu postulatul constanţei vitezei lumii

$$c=c'.$$

În acest caz, din (1.3.6), deducem:

$$\Delta t'=\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\,\Delta t=\alpha\Delta t, \qquad \text{(II.4.1)}$$

care este una din formulele fundamentale ale teoriei relativităţii restrînse. Pe această formulă se bazează *concepţia timpului relativ*, după care un *acelaşi interval de timp prezintă valori diferite, în sisteme inerţiale diferite*. Deoarece am obţinut această formulă cu ajutorul condiţiilor de sincronizare, înseamnă că însuşi principiul relativităţii condiţionează sincronizarea ceasornicelor din sistemele inerţiale în care nu aplică.

Iată un rezultat important, de care nu s-a ţinut seama pînă acum: *principiul relativităţii restrînse este valabil în sistemele inerţiale numai dacă ele sînt sincronizate cuplat*[1]. Se înţelege că sincronizarea nu se stabileşte de la sine, în mod spontan, printr-un proces misterios, ci se obţine prin reglarea efectivă a ceasornicelor de către observatori. Nu natura reglează ceasornicele, nu natura încetineşte scurgerea timpului fizic, ci omul reglează ceasornicele, omul încetineşte scurgerea timpului

Se admite în mod curent că principiul relativităţii este valabil în toate sistemele inerţiale. În realitate nu poate să fie aşa: legile fenomenelor fizice au forme diferite, în sisteme inerţiale diferite între ele (prin viteza relativă). Pentru ca *legile să capete aceeaşi formă, trebuie să sincronizăm cuplat ceasornicele din sistemele inerţiale, după legea* (II. 4.1). De aceea, enunţul principiului relativităţii restrînse, în forma lui actuală, nu este complet. Nu este suficient ca sistemele în care vrem să aplicăm acest principiu să fie inerţiale, mai trebuie ca ele să fie şi sincronizate cuplat. Trebuie să completăm enunţul obişnuit al principiului relativităţii în modul următor: *legile fenomenelor fizice au aceeaşi formă în toate sistemele inerţiale sincronizate cuplat*. Aşadar, nu întotdeauna, ci numai în anumite condiţii de sincronizare, legile fenomenelor fizice au aceeaşi formă în toate sistemele inerţiale.

---

[1] N. Bărbulescu, *Problema timpului în teoria relativităţii restrînse*, în „Revista de Filozofie", tomul XXIII, nr. 5, pp. 581–590, 1976.

Scanned with CamScanner

Faptul că principiul relativităţii este valabil în sistemele inerţiale numai în anumite condiţii nu constituie o excepţie. La fel se întîmplă şi cu alte principii din fizică, cum este, de pildă, principiul inerţiei. Un punct material izolat nu se găseşte totdeauna în repaus sau în mişcare rectilinie şi uniformă; mai trebuie ca referenţialul din care face parte punctul să fie şi inerţial. Căci în sistemele neinerţiale, punctele materiale izolate nu se găsesc niciodată în repaus sau în mişcare rectilinie şi uniformă, ci totdeauna în mişcare variată. Tot astfel, nu este suficient ca referenţialele să fie inerţiale pentru ca principiul relativităţii să fie valabil în cuprinsul lor; mai trebuie ca aceste referenţiale să fie şi sincronizate cuplat.

Cînd cele două sisteme inerţiale O' şi O, despre care am vorbit, se află în repaus relativ, $v=O$, astfel că formula (II.4.1) regăseşte condiţia valabilă pentru sistemele în repaus relativ. Dar acum ştim ceva mai mult despre această condiţie: ştim că ea este valabilă numai cînd ceasornicele sînt sincronizate cuplat, întrucît ea se deduce din formula (II.4.1), care se aplică numai sistemelor inerţiale sincronizate cuplat. Cînd viteza relativă variază, sistemele inerţiale sincronizate cuplat pentru viteza anterioară se desincronizează, astfel că principiul relativităţii încetează de a mai fi valabil. Pentru a-i restabili valabilitatea, trebuie ca observatorii din referenţialele respective să-şi refacă de fiecare dată sincronizarea cuplată.

Pentru a dezvolta teoria relativităţii restrînse nu ne putem limita numai la principiul precedent, ci trebuie să intervenim şi cu un postulat suplimentar: acesta este *postulatul constanţei vitezei luminii*, formulat pentru prima oară de Einstein: *în toate sistemele inerţiale lumina se propagă în vid cu aceeaşi viteză*.

Pentru a lămuri conţinutul acestui postulat, să considerăm o serie de sisteme inerţiale O, O', O'', ... care se mişcă unele faţă de altele cu viteze relative diferite. Presupunem că în fiecare sistem inerţial observatorul respectiv lansează cîte un semnal luminos, căruia îi măsoară viteza de propagare. Ne-am aştepta ca în fiecare sistem inerţial viteza luminii să fie alta: c, c', c'', ... Bunăoară, dacă semnalul luminos se mişcă în acelaşi sens cu sistemul în care este lansat, ar trebui ca viteza acestui semnal să apară mai mică unui observator din sistemul respectiv, şi anume cu atît mai mică,

Scanned with CamScanner

cu cît mişcarea sistemului este mai rapidă. Dar, contrar acestei aşteptări, Einstein postulează că:

$$c = c' = c'' = \ldots,$$

ceea ce înseamnă că trebuie să considerăm viteza luminii în vid drept o constantă universală. De aceea, într-un sistem inerţial se postulează că: *viteza luminii are aceeaşi valoare în toate direcţiile.*

Postulatul lui Einstein acordă vitezei luminii un caracter cu totul neobişnuit. De pildă, dacă un aviator trage prin pala elicei avionului său, glontele se mişcă cu o viteză care este suma vitezei lui iniţiale şi a vitezei avionului. Dar dacă în loc de glonte aviatorul trimite un semnal luminos, viteza acestuia nu mai este suma vitezei iniţiale şi a vitezei avionului. Lumina se propagă în acest caz cu o viteză ce nu depinde de mişcarea avionului, ceea ce înlătură ipoteza balistică prin care se poate explica experienţa lui Michelson.

Pentru justificarea acestui postulat se invocă deseori rezultatul negativ al experienţei lui Michelson, ceea ce credem că nu este corect. În adevăr, cînd am vorbit de explicaţia experienţei lui Michelson prin ipoteza balistică, am arătat că propagarea luminii pe direcţia mişcării Pămîntului, între placa P şi oglinda A_1, se petrece ca şi cum viteza luminii nu ar fi influenţată de mişcarea izvorului luminos, deşi în calcule am introdus ipoteza balistică. Explicaţia constă în faptul că apar aici două efecte care se compensează reciproc. Antrenarea luminii, produsă de mişcarea izvorului luminos O, micşorează viteza razei de lumină, astfel că se măreşte timpul t_1 de propagare a luminii pe distanţa OA_1. În schimb, oglinda A_1, venind în întîmpinarea razei de lumină, micşorează distanţa ce trebuie s-o străbată această rază, deci micşorează timpul t_1. Aceste două efecte, produse timpului t_1, se compensează între ele, ceea ce face ca timpul t_1 să rămînă acelaşi, ca şi cum antrenarea luminii de către mişcarea izvorului luminos nu s-ar produce.

La fel se întîmplă şi cu raza de lumină care se propagă perpendicular pe direcţia de translaţie a Pămîntului. Antrenarea luminii, produsă de izvorul O de pe placă, face ca viteza c să se însumeze vectorial cu viteza v, deci creşte viteza de propagare a razei de lumină aflată în drum spre oglinda A_2. Acest efect este compensat de creşterea drumului străbătut de lumină: în loc de l_2, drumul străbătut este $2s$.

Scanned with CamScanner

Aşadar, în aparatul lui Michelson lumina pare că se propagă în toate direcţiile cu aceeaşi viteză c, dar nu datorită independenţei vitezei ei de mişcarea izvorului luminos, ci efectelor suplimentare care compensează antrenarea. Pentru acelaşi motiv nici măsurarea vitezei luminii, pe orice direcţie din spaţiu, nu poate pune în evidenţă influenţa mişcării izvorului luminos, adică nu poate să verifice valabilitatea ipotezei balistice. Şi, bineînţeles, rezultatele acestor măsurători nu pot fi invocate nici în sprijinul principiului constanţei vitezei luminii, admis de Einstein.

Este curios faptul că, deşi postulatul constanţei vitezei luminii are o însemnătate fundamentală pentru teoria relativităţii, totuşi pînă acum nu există o cercetare mai temeinică în privinţa lui. Foarte mulţi autori îl citează numai, dar evită orice discuţie pe această temă, ca şi cum evidenţa acestui postulat ar fi în afară de orice îndoială. Alţi autori încearcă justificări care nu suportă o critică serioasă. Bunăoară Einstein, în cartea sa de popularizare *Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie gemeinverständlich* (Despre teoria relativităţii speciale şi generale, pe înţelesul tuturor), imaginează o experienţă în care o rază de lumină se propagă paralel cu o linie ferată, pe care se mişcă un vagon. El scrie: „... dacă raza de lumină se propagă cu viteza c în raport cu linia ferată, ar părea că viteza ei faţă de vagon să fie diferită, ceea ce este în contradicţie cu principiul relativităţii. Se pare, deci, că nu putem evita dilema următoare: să renunţăm fie la principiul relativităţii, fie la legea simplă a propagării luminii în vid".

În realitate, această dilemă nu există. Raţionamentul nu este valabil, întrucît se confundă aici două noţiuni cu totul diferite: viteza c de propagare a luminii şi legea $x=ct$ de propagare a luminii. Cînd trecem de la un sistem inerţial ($x=ct$) la altul putem scrie $x'=ct'$ sau $x'=c't$. Ambele formule satisfac principiul relativităţii, căci fiecare din ele conservă forma legii stabilită pentru primul sistem. Principiul relativităţii nu impune constanţa vitezei luminii; el pretinde numai ca legea propagării luminii să-şi păstreze forma cînd trecem de la un sistem inerţial la altul.

„În orice caz, rămîne ceva infinit de turburător în sistemul einsteinian", scria astronomul de la Observatorul din Paris, Charles Nordmann[1]." Acest sistem este admirabil de

[1] Ch. Nordmann, *Einstein et l' Univers*, pp. 241–242, Hachette, 1921.

Scanned with CamScanner

coerent, dar el se sprijină pe o concepţie particulară a propagării luminii. Cum se poate închipui că propagarea unei aceleiaşi raze de lumină să fie identică pentru un observator care fuge din faţa ei, ca şi pentru un altul care vine în întîmpinarea ei? Dacă aceasta este cu putinţă, în orice caz este absolut de neînchipuit cu mentalitatea noastră ancestrală şi nu putem să ne reprezentăm, oricîte sforţări am face, mecanismul, natura acestei propagări. S-o mărturisim: este aici un mister, care ne scapă. Întreaga sinteză einsteiniană, oricît ar fi ea de coerentă, se sprijină pe un mister, exact ca şi religiile inspirate".

II.5. FORMULELE DE TRANSFORMARE ALE LUI LORENTZ

Ne propunem să stabilim formulele de transformare ale lui Lorentz, întrucît pe aceste formule se clădeşte întreaga teorie a relativităţii restrînse. S-au alcătuit pînă acum, în decurs de peste o jumătate de veac, un număr mare de demonstraţii, simple şi intuitive, dar mai ales reuşite în ceea ce priveşte înţelegerea fizică a operaţiilor matematice. Vom expune în cele ce urmează trei demonstraţii, din care două convin scopului ce-l urmărim, de a dovedi că postulatul constanţei vitezei luminii poate fi înlocuit, în teoria lui Einstein, prin postulatul relativităţii vitezei luminii. Dealtfel, la consfătuirea unională din U.R.S.S., ţinută în 1958, pe tema problemelor filozofice ale ştiinţelor naturii, A. D. Aleksandrov, membru corespondent al Academiei de Ştiinţe a U.R.S.S. a declarat că: „... în expunerea teoriei relativităţii sînt posibile variante în care, în locul legii constanţei vitezei luminii, se poate lua ca fundament oricare altă lege".

A) Considerăm două sisteme inerţiale sincronizate cuplat, O' şi O, alese în aşa fel, ca la originea timpului, axele de coordonate să coincidă respectiv între ele. În momentul în care sistemul O' începe să se deplaseze rectiliniu şi uniform, cu viteza v (în raport cu sistemul O) de-a lungul axei Ox ($O'x'$), un semnal luminos porneşte din originea comună a axelor şi se propagă prin unde sferice. Observatorul din O se vede tot timpul în centrul unei unde sferice, de rază $u = ct$, unde c este viteza luminii. Pentru acest observator,

Scanned with CamScanner

legea fenomenului fizic observat (propagarea unei unde sferice) se exprimă prin ecuația undei sferice luminoase:

$$x^2+y^2+z^2=u^2$$

sau

$$x^2+y^2+z^2-u^2=0.$$

Întrucît a părăsit poziția cînd se găsea alături de observatorul O, ne-am aștepta ca observatorul O' să constate că se află în interiorul sferei luminoase, dar dincolo de centrul O. Dacă ar fi așa, ar însemna că fenomenele luminoase sînt diferite în sisteme inerțiale diferite, ceea ce contrazice principiul relativității restrînse. Trebuie să admitem deci acest paradox: observatorul O' se vede și el tot în centrul sferei luminoase, exact ca și observatorul O, deoarece fenomenele luminoase trebuie să apară identice ambilor observatori. Astfel, pentru observatorul O' legea propagării luminii trebuie să aibă aceeași formă ca pentru observatorul O:

$$x'^2+y'^2+z'^2-u'^2=0,$$

în care $u'=c't'$.

S-a încercat să se explice acest paradox pe baza concepției relativiste, după care timpul dintr-un sistem inerțial diferă de timpul din alt sistem inerțial. Se știe că frontul unei unde se definește ca locul geometric al punctelor atinse de undă în același moment, adică el reprezintă pozițiile simultane la care a ajuns unda în sistemul respectiv. Dar în teoria relativității nu există o simultaneitate absolută: evenimentele simultane într-un sistem nu sînt simultane în alt sistem. De aceea, fiecare din cele două fronturi de undă se definește prin alte poziții simultane, ceea ce înseamnă că este vorba în ambele cazuri de fronturi de undă diferite, avînd centre diferite.

Potrivit principiului relativității, trebuie să avem identitatea:

$$x^2+y^2+z^2-u^2\equiv x'^2+y'^2+z'^2-u'^2.^1 \qquad \text{(II.5.1)}$$

---

[1] În interpretarea care se dă astăzi teoriei relativității, se consideră că identitatea (II.5.1) o impune natura, în mod spontan, fără nici o condiție suplimentară. Printr-un mecanism misterios natura face ca undele luminoase, produse în sistemul O', să se propage după aceeași lege și pentru observatorul O. De aceea și formulele de transformare ale lui Lorentz, la care conduce identitatea (II.5.1), sînt impuse de natură; omul nu face altceva decît să constate efectele lor.

În interpretarea pe care o dăm aici teoriei relativității, se elimină intervenția misterioasă a naturii. Formulele lui Lorentz ne arată, în reali-

Scanned with CamScanner

Mărimile x', y', z' și u' sînt funcții liniare de x, y, z și u, așa cum sînt toate formulele care intervin la schimbarea axelor de coordonate. Deci:

$$\begin{aligned} x' &= a_1x + b_1y + d_1z + e_1u \\ y' &= a_2x + b_2y + d_2z + e_2u \\ z' &= a_3x + b_3y + d_3z + e_3u \\ u' &= a_4x + b_4y + d_4z + e_4u. \end{aligned} \tag{II.5.2}$$

Cei 16 coeficienți din aceste formule sînt toți funcții de v; dar 9 dintre ei dispar pe baza următoarele considerații.

În primul rînd, prin modul cum am ales axele de coordonate: planele xOy și xOz (vezi fig. 4) coincid în mod constant cu planele $x'O'y'$ și $x'O'z'$. De aceea, cînd $x'=0$, avem întotdeauna $x=vt$, oricare ar fi y și z, ceea ce înseamnă că x' este independent de y și z, astfel că:

$$b_1 = d_1 = 0.$$

De asemenea, cînd $y'=0$, avem întotdeauna $y=0$, oricare ar fi x, z și u. Aceasta înseamnă că y' este independent de x, z, u și, deci,

$$a_2 = d_2 = e_2 = 0.$$

Tot astfel, cînd $z'=0$, avem $z=0$, oricare ar fi x, y și u, adică z' este independent de z, y, u, așa că

$$a_3 = b_3 = e_3 = 0.$$

Apoi relația dintre y și y' trebuie să fie identică cu relația dintre z și z', deoarece direcțiile axelor y și z pot fi schimbate între ele. Urmează de aici că:

$$b_2 = d_3 = q.$$

Procedînd în felul acesta, ecuațiile (II.5.2) se reduc la:

$$\begin{aligned} x' &= a_1x + e_1u \\ y' &= qy \\ z' &= qz \\ u' &= a_4x + b_4y + d_4z + e_4u. \end{aligned} \tag{II.5.3}$$

---

tate, ce condiții trebuie să realizăm noi pentru a face valabilă identitatea (II.5.1). Numai cînd aceste condiții sînt îndeplinite, legea undei luminoase pe care o stabilește observatorul O' este identică cu cea stabilită de observatorul O, pentru fenomenul respectiv.

Scanned with CamScanner

În al doilea rînd, potrivit principiului relativității restrînse sistemele inerțiale sînt echivalente între ele, astfel că relația dintre y' și y trebuie să fie identică cu relația dintre y și y'. Trebuie prin urmare să avem:

$$y=qy' \quad \text{și} \quad y'=qy,$$

de unde $y=q^2y$ și, deci, $q=1$.

În sfîrșit, pentru $x'=0$, avem $x=vt$ și, ținînd seama că $t=\frac{u}{c}$, obținem $x=\frac{v}{c}u$. Punînd $v_c=\frac{v}{c}$, avem

$$x=v_c u,$$

astfel că prima formulă din (II.5.3) se mai poate scrie:

$$0=a_1 v_c u+e_1 u,$$

de unde scoatem $e_1=-a_1 v_c$. Ținînd seama de acest rezultat, expresia lui x' din (II.5.3) se mai poate scrie:

$$x'=a_1(x_2-v_c u). \tag{II.5.4}$$

Să introducem în (II.5.1) expresiile obținute:

$$x^2+y^2+z^2-u^2 \equiv a_1^2(x-v_c u)^2+y^2+z^2-(a_4x+b_4y+d_4z+e_4u)^2.$$

Efectuînd calculele și ordonînd termenii, avem:

$$x^2+y^2+z^2-u^2 \equiv (a_1^2-a_4^2)\,x^2+(1-b_4^2)\,y^2+(1-d_4^2)\,z^2+$$
$$+(a_1^2v_c^2-e_4^2)\,u^2-2\,[a_4b_4\,xy+a_4d_4\,xz+(a_4e_4+a_1^2v_c)]\,xu-$$
$$-2(b_4d_4\,yz+b_4e_4\,yu+d_4e_4\,zu).$$

Potrivit acestei identități, coeficienții lui x^2, y^2, u^2 din membrul întîi trebuie să fie egali cu coeficienții omologi din membrul doi, deci:

$$1=a_1^2-a_4^2,$$

de unde

$$a_1^2=1+a_4^2. \tag{II.5.5}$$

De asemenea, coeficienții lui u^2 din cei doi membri ai identității trebuie să fie egali între ei:

$$-1=a_1^2v_c^2-e_4^2,$$

de unde

$$a_1^2v_c^2=e_4^2-1. \tag{II.5.6}$$

Scanned with CamScanner

Deoarece în membrul întîi al identității precedente nu avem termeni care să cuprindă produsul a două coordonate, urmează ca cel puțin unul dintre coeficienții acestor produse din membrul doi este nul. Cum a_1 nu este nul, trebuie să avem:

$$b_4=d_4=0$$

$$a_4e_4+a_1^2v_c=0,$$

de unde

$$a_1^2v_c=-a_4e_4. \tag{II.5.7}$$

Eliminînd pe e_4, din (II.5.6) și (II.5.7), avem:

$$a_1^2v_c^2+1=\frac{a_1^4v_c^2}{a_4^2}.$$

Introducînd aici expresia lui a_4^2 scoasă din (II.5.5) și efectuînd calculele, obținem:

$$a_1^2(1-v_c^2)=1,$$

de unde

$$a_1=\frac{1}{\sqrt{1-v_c^2}}=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}=\frac{1}{\alpha}, \tag{II.5.8}$$

Ca să obținem pe e_4, introducem în (II.5.6) expresia stabilită pentru a_1. Efectuînd calculele ajungem la:

$$e_4=\frac{1}{\sqrt{1-v_c^2}}=a_1. \tag{II.5.9}$$

În sfîrșit, scoatem pe a_4 din (II.5.7) și, ținînd seama de (II.5.8) și (II.5.9), obținem:

$$a_4=-\frac{a_1^2v_c}{e_4}=-a_1v_c=-\frac{v_c}{\alpha}.$$

Introducînd acum în (II.5.3) formulele stabilite pentru coeficienții coordonatelor, se găsește:

$$\begin{aligned} x'&=\frac{1}{\alpha}(x-v_cu)\\ y'&=y\\ z'&=z\\ u'&=\frac{1}{\alpha}(u-v_cx). \end{aligned} \tag{II.5.10}$$

Scanned with CamScanner

Acestea sînt formulele de transformare ale coordonatelor, la care conduce principiul relativităţii restrînse în cazul general, cînd nu intervenim cu nici un postulat suplimentar.

Putem considera două cazuri, după postulatele ce le introducem în expresiile $u=ct$ şi $u'=c't'$.

a) Admitem postulatul constanţei vitezei luminii: $c=c'$, astfel că:

$$u=ct \quad \text{şi} \quad u'=ct'.$$

Introducînd aceste două egalităţi în (II.5.10), obţinem:

$$\begin{aligned} x' &= \frac{1}{\alpha}(x-vt) \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{1}{\alpha}\left(t-\frac{vx}{c^2}\right), \end{aligned} \tag{II.5.11}$$

care sînt formulele lui Lorentz. Se mai spune că aceste formule reprezintă şi *transformarea Lorentz.*

b) Admitem postulatul timpului absolut, ca în mecanica newtoniană: $t=t'$.

Trebuie deci să luăm:

$$u=ct \quad \text{şi} \quad u'=c't,$$

aşa că formulele (II.5.10) conduc la:

$$\begin{aligned} x' &= \frac{1}{\alpha}(x-vt) \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \\ c' &= \frac{1}{\alpha}\left(c-\frac{v_0 x}{t}\right). \end{aligned} \tag{II.5.12}$$

Astfel, principiul relativităţii restrînse ne permite să stabilim şi alte formule de transformare, în afara celor ale lui Lorentz. Numai că aceste formule se bazează pe postulatul timpului absolut, care condiţionează relativitatea vitezei luminii: această viteză variază cu sistemul de referinţă în care se măsoară.

Scanned with CamScanner

Observăm că dependența lui c' de viteza v a sistemului inerțial, în care se găsește izvorul emițător, este mai complicată decît prevede ipoteza balistică. În adevăr, să presupunem că, la originea timpului, cînd sistemele O și O' coincid, din originea comună a axelor de coordonate pornește un semnal luminos, paralel cu axa $O'x'$ (Ox). Pentru observatorul din sistemul O, legea de propagare a luminii este $x=ct$, deci:

$$c'=\frac{c-v}{\alpha}. \qquad \text{(II.5.13)}$$

Potrivit ipotezei balistice, $c'=c-v$, ceea ce înseamnă că această ipoteză are, în teoria relativității, un conținut mai complicat decît în mecanica clasică. Numai cînd viteza v este neglijabilă față de viteza c a luminii, factorul α tinde către 1, astfel că formula precedentă regăsește expresia dată de ipoteza balistică.

Legile fenomenelor fizice, exprimate în referențialele O și O' cu ajutorul postulatului constanței vitezei luminii, pot fi transformate ușor în legi exprimate cu postulatul timpului absolut. În adevăr, să considerăm propagarea unui semnal luminos de-a lungul axei $O'x'$ (Ox). Pentru observatorii O și O', legea acestui fenomen se reprezintă prin expresiile:

$$x=ct \quad \text{și} \quad x'=ct',$$

în care am aplicat postulatul constanței vitezei luminii. Să înlocuim pe t' prin expresia lui, conținută în formulele lui Lorentz:

$$x'=\frac{c}{\alpha}\left(t-\frac{vx}{c^2}\right)=\frac{c}{\alpha}\left(1-\frac{vx}{c^2t}\right)t,$$

sau, cum $\frac{x}{t}=c$, avem:

$$x'=\frac{c}{\alpha}\left(1-\frac{v}{c}\right)t=\frac{c-v}{\alpha}t.$$

Punînd:

$$c'=\frac{c-v}{\alpha},$$

obținem $x'=c't$ care, împreună cu $x=ct$, reprezintă legea propagării semnalului luminos pe baza postulatului timpului absolut. După cum se vede, formula vitezei c' este identică cu formula (II.5.13), dedusă din formulele de transformare (II.5.12).

Scanned with CamScanner

B) În demonstrația care urmează nu mai facem apel la viteza luminii; este suficient să cunoaștem în fiecare sistem inerțial viteza unei anumite mișcări uniforme, aparținînd unui mobil sau unui semnal oarecare. Nu este de loc necesar ca acest semnal să fie luminos sau electric.

Să considerăm cele două sisteme inerțiale O și O', de care ne-am folosit pînă acum. În momentul în care sistemul O' începe să se deplaseze rectiliniu și uniform cu viteza v (față de sistemul O), un mobil sau un semnal oarecare pornește din originea axelor și se mișcă rectiliniu și uniform paralel cu axa $O'x'$ (Ox), Potrivit principiului relativității, legea de mișcare a acestui mobil (sau semnal) are aceeași formă în ambele sisteme inerțiale:

$$x=wt \quad \text{și} \quad x'=w't'. \tag{II.5.14}$$

Coordonata x nu poate să depindă decît de x' și t', dependența fiind liniară, la fel ca în toate cazurile cînd intervine o schimbare a axelor de coordonate:

$$x=a'x'+b't'. \tag{II.5.15}$$

În mod analog, coordonata x' nu poate să depindă decît de x și t. Ca și în cazul precedent, putem pune:

$$x'=ax+bt. \tag{II.5.16}$$

Formulele (II.5.15) și (II.5.16) sînt valabile pentru orice punct din sistemele O și O', deci sînt valabile și pentru originile acestor sisteme, adică pentru punctele O și O'.

Punctul O' are coordonatele:

$$x=vt \quad \text{și} \quad x'=O$$

care, introduse în formula (II.5.16), conduc la

$$b=-av,$$

astfel că formula (II.5.16) se mai poate scrie:

$$x'=a\,(x-vt). \tag{II.5.17}$$

La rîndul său, punctul O are coordonatele:

$$-x'=vt' \quad \text{și} \quad x=O$$

care, introduse în formula (II.5.15), ne dau:

$$b'=a'v$$

și, deci, formula (II.5.15) devine:

$$x=a'\,(x'-vt'). \tag{II.5.18}$$

Scanned with CamScanner

Coeficienţii a şi a' din formulele precedente sînt egali între ei deoarece, potrivit principiului relativităţii, cele două sisteme inerţiale sînt perfect echivalente.

Înmulţim între ele formulele (II.5.17) şi (II.5.18), luînd $a=a'$. Obţinem:

$$xx'=a^2\,(xx'-vx't+vxt'-v^2tt')$$

şi, înlocuind aici pe x şi x' cu expresiile lor din (II.5.14), avem:

$$ww'=a^2\,(ww'-vw'+vw-v^2),$$

de unde

$$a=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v}{w}+\frac{v}{w'}-\frac{v^2}{ww'}}}=\frac{1}{\alpha_1}. \qquad \text{(II.5.19)}$$

După cum se vede, coeficientul a depinde de vitezele pe care un fenomen oarecare, de mişcare rectilinie şi uniformă, le prezintă în cele două sisteme inerţiale. Astfel, în caz general, obţinerea formulelor lui Lorentz necesită alegerea unui anumit fenomen auxiliar, pentru determinarea coeficientului a.

Să introducem în (II.5.17) expresia lui a stabilită anterior:

$$x'=\frac{1}{\alpha_1}(x-vt)$$

şi, introducînd în (II.5.17) expresiile lui x şi x' din (II.5.14), rezultă:

$$t'=\frac{t}{\alpha_1 w'}(w-v). \qquad \text{(II.5.20)}$$

Dacă adăugăm la aceste expresii egalităţile $y'=y$ şi $z'=z$, obţinem formulele de transformare la care conduce principiul relativităţii cînd nu intervenim cu nici un postulat suplimentar.

Se pot folosi aceste formule de transformare aşa cum se prezintă ele aici, cunoscînd din experienţă mărimile w şi w'. Pentru simplificare, vom introduce un postulat auxiliar, considerînd $w=w'$. Adică presupunem că există un fenomen de mişcare a cărui viteză este aceeaşi în orice sistem inerţial. Condiţia aceasta pare cu totul stranie, întrucît, după cum se ştie, viteza oricărei mişcări relative este influenţată de mişcarea sistemului inerţial în care se studiază. Totuşi, Einstein postulează că un astfel de fenomen există cu adevărat: este vorba de propagarea luminii în vid.

Scanned with CamScanner

Vom admite, aşadar, postulatul constanţei vitezei luminii: viteza luminii are în vid aceeaşi valoare pentru toate sistemele inerţiale, fiind astfel o constantă universală. Potrivit acestui postulat putem scrie:

$$w = w' = c.$$

În acest caz

$$\alpha_1 = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \alpha$$

şi obţinem:

$$t' = \frac{t}{\alpha}\left(1 - \frac{v}{c}\right) = \frac{1}{\alpha}\left(t - \frac{vx}{c^2}\right),$$

care este formula timpului relativ, stabilită de Einstein.

În locul postulatului precedent putem să admitem postulatul timpului absolut: $t = t'$, astfel că formula (II.5.20) conduce la

$$w' = \frac{w - v}{\alpha_1},$$

formulă care exprimă compunerea vitezelor. Considerînd ca fenomen auxiliar tot propagarea luminii în vid, avem:

$$c' = \frac{c - v}{\alpha_1}.$$

Cînd vitezele c şi c' sînt puţin diferite între ele, coeficientul α_1 este aproximativ egal cu α, astfel că obţinem formula (II.5.13).

C) Demonstraţia pe care o prezentăm acum se datoreşte lui Langevin[1]; o redăm cu unele completări, pentru a putea fi înţeleasă mai uşor.

Considerăm cele două sisteme inerţiale O şi O', de care ne-am ocupat pînă acum; sistemele se îndepărtează între ele cu viteza relativă v. În sistemul O' sînt fixate două oglinzi plane A şi B (fig. 14), perpendiculare pe axa $O'x'$; însemnăm cu l distanţa dintre oglinzi.

Să cercetăm reflexia multiplă a unei raze de lumină pe aceste oglinzi. Cînd raza se propagă de la A la B, oglinda B fuge din faţa razei, datorită mişcării sistemului O'. Pentru

[1] E. Bauer, *Cinématique de la relativité*, pp. 26–31, Hermann et Cie, Paris, 1932.

Scanned with CamScanner

observatorul O, timpul în care lumina străbate spațiul l dintre oglinzi este:

$$\frac{l}{c-v},$$

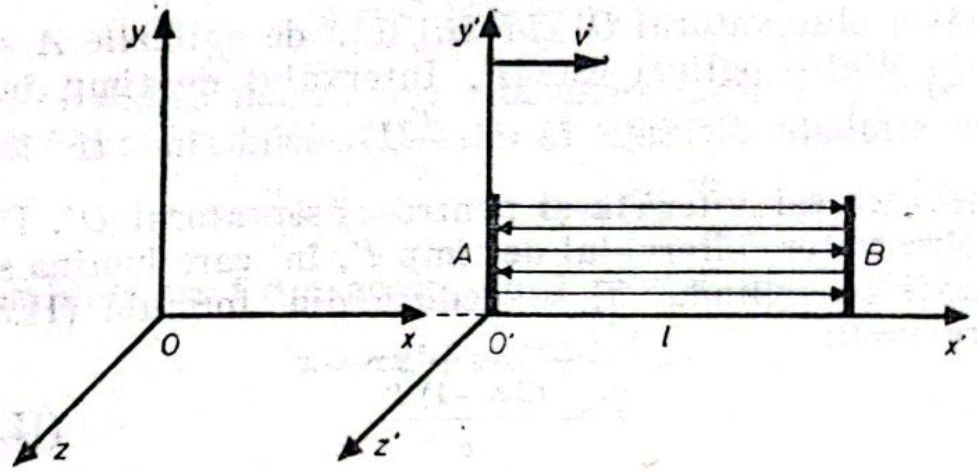


Fig. 14

Cînd lumina revine de la B la A, oglinda A vine în întîmpinarea razei, așa că intervalul de timp în care această rază străbate distanța l este:

$$\frac{l}{c+v}.$$

Intervalul de timp t_1, în care lumina efectuează un dus-întors între oglinzile A și B, este

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v}. \qquad \text{(II.5.21)}$$

Să calculăm intervalul de timp t în care lumina efectuează n reflexii pe oglinda B. După cum arată figura 14, pentru ca raza de lumină să sufere 3 reflexii pe oglinda B, ea trebuie să străbată de 3 ori drumul AB și numai de 2 ori drumul BA. Generalizăm: pentru ca raza de lumină să sufere n reflexii pe oglinda B, ea trebue să străbată de n ori drumul AB și de n-1 ori drumul BA. Ținînd seama de (II.5.21), putem scrie:

$$t = \frac{nl}{c-v} + \frac{(n-1)\,l}{c+v} = \frac{(2n-1)\,lc+lv}{c^2-v^2}. \qquad \text{(II.5.22)}$$

Presupunem că la momentul zero axele de coordonate ale celor două referențiale coincid între ele; în acest moment,

Scanned with CamScanner

abscisa oglinzii B este l și raza de lumină începe să se propage între cele două oglinzi. După intervalul de timp t (în care lumina s-a reflectat de n ori pe oglinda B), abscisa oglinzii B este:

$$x=l+vt. \tag{II.5.23}$$

Pentru observatorul O' (imobil față de oglinzile A și B), distanța dintre oglinzi este l'. Intervalul de timp în care lumina străbate distanța l' este $\frac{l'}{c}$, considerînd că lumina prezintă aceeași viteză c și pentru observatorul O'. Pentru acest observator, intervalul de timp t', în care lumina suferă n reflexii pe oglinda B, se deduce din formula (II.5.22), în care $v=0$:

$$t'=\frac{(2n-1)\,l'}{c}. \tag{II.5.24}$$

De altă parte, oglinda B are o abscisă x' fixă în raport cu originea O' a axelor de coordonate:

$$x'=l'.$$

Punînd

$$\frac{l}{l'}=\alpha,$$

deducem:

$$x'=\frac{l}{\alpha}; \tag{II.5.25}$$

Scoatem din (II.5.23) expresia lui l și o introducem în (II.5.25); obținem:

$$x'=\frac{1}{\alpha}(x-vt). \tag{II.5.26}$$

De asemenea, expresia lui l din (II.5.23) o introducem în (II.5.22):

$$t=\frac{(2n-1)\,lc+(x-vt)\,v}{c^2-v^2}$$

și rezultă

$$t\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)=\frac{(2n-1)\,l}{c}+\frac{vx-v^2t}{c^2},$$

de unde

$$t-\frac{vx}{c^2}=\frac{(2n-1)\,l}{c}$$

Scanned with CamScanner

și, ținînd seama de (II.5.24), ajungem la:

$$t-\frac{vx}{c^2}=\frac{l}{l'}\,t'=\alpha\,t',$$

deci

$$t'=\frac{1}{\alpha}\left(t-\frac{vx}{c^2}\right). \qquad \text{(II.5.27)}$$

Putem stabili pentru α o altă expresie, dacă scoatem pe x și pe t din formulele (II.5.26) și (II.5.27). Avem:

$$x=\alpha x'+vt \qquad t=\alpha t'+\frac{vx}{c^2}. \qquad \text{(II.5.28)}$$

Eliminînd pe t din aceste două relații, obținem:

$$x=\alpha x'+v\alpha t'+\frac{v^2x}{c^2},$$

de unde

$$x=\alpha\,\frac{x'+vt'}{1-\frac{v^2}{c^2}}. \qquad \text{(II.5.29)}$$

Să eliminăm acum pe x din formulele (II.5.28). Obținem:

$$t=\alpha t'+\frac{v}{c^2}\,(\alpha x'+vt),$$

așa că:

$$t=\alpha\,\frac{t'+\frac{vx'}{c^2}}{1-\frac{v^2}{c^2}}. \qquad \text{(II.5.30)}$$

Potrivit principiului relativității, formulele (II.5.26) și (II.5.29), ca și formulele (II.5.27) și (II.5.30), trebuie să reprezinte expresii reciproce: înlocuind pe v cu $-v$ și literele cu accent prin aceleași litere dar fără accent, trebuie să obținem expresii identice. Și anume, formula (II.5.26) trebuie să devină identică cu (II.5.29), iar formula (II.5.27) identică cu (II.5.30). Pentru aceasta, coeficienții din membrul doi ai acestor formule trebuie să fie egali între ei:

$$\frac{1}{\alpha}=\frac{\alpha}{1-\frac{v^2}{c^2}},$$

de unde

$$\alpha=\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}.$$

Scanned with CamScanner

Obţinem astfel cele două expresii reciproce din grupul lui Lorentz:

$$x' = \frac{1}{\alpha}(x - vt) \qquad x = \frac{1}{\alpha}(x' + vt')$$
$$t' = \frac{1}{\alpha}\left(t - \frac{vx}{c^2}\right) \qquad t = \frac{1}{\alpha}\left(t' + \frac{vx'}{c^2}\right). \qquad \text{(II.5.31)}$$

II.6. INTERPRETAREA GEOMETRICĂ A FORMULELOR LUI LORENTZ

În 1907, la numai doi ani de la apariţia celebrului memoriu al lui Einstein, matematicianul Minkowski, profesor la Universitatea din Göttingen, a început să se ocupe de formulele lui Lorentz, arătînd că ele pot căpăta o interpretare geometrică deosebit de importantă. „Totuşi — după cum se exprimă Max von Laue — este vorba aici numai de un artificiu matematic foarte valoros; zadarnic au încercat unii interpretări mai profunde".

Pentru a înţelege acestă interpretare, trebuie să reamintim în prealabil cîteva noţiuni de geometrie analitică.

Se ştie că poziţia unui punct într-un plan se defineşte cu ajutorul a două coordonate: x şi y. Planul poate fi considerat ca un spaţiu cu două dimensiuni (*spaţiu* sau *continuum bidimensional*). Depărtarea l a punctului de originea axelor de coordonate este dată de formula:

$$x^2 + y^2 = l^2. \qquad \text{(II.6.1.)}$$

Poziţia unui punct în spaţiul obişnuit, în care ne mişcăm noi, se defineşte cu ajutorul a trei coordonate: x, y, z; de aceea, spaţiul obişnuit se mai numeşte şi spaţiu sau *continuum tridimensional*. Depărtarea L a unui punct de originea axelor de coordonate se reprezintă în acest caz prin formula:

$$x^2 + y^2 + z^2 = L^2. \qquad \text{(II.6.2)}$$

După cum se vede, trecerea de la spaţiul bidimensional (planul) la spaţiul tridimensional (spaţiul în care trăim) se face adăugînd formulei (II.6.1) încă un termen, asemănător cu ceilalţi doi.

Scanned with CamScanner

Să generalizăm acest procedeu: introducem în formula (II.6.2) un termen în plus, asemănător celorlalţi trei:

$$x^2+y^2+z^2+u^2=M^2. \qquad \text{(II.6.3)}$$

Putem spune că această formulă reprezintă depărtarea M de originea axelor de coordonate a unui punct în spaţiul cu patru dimensiuni, denumit *spaţiu* sau *continuum cuadridimensional*. Noi ştim cum arată un spaţiu cu 2 dimensiuni (planul), ca şi un spaţiu cu 3 dimensiuni (spaţiul obişnuit), dar un spaţiu cu 4 dimensiuni nu putem şti cum arată, deoarece un astfel de spaţiu nu este intuitiv, ca celelalte două. El nu este decît reprezentarea simbolică a unor relaţii analitice cu 4 variabile.

În spaţiul cu 2 dimensiuni folosim întotdeauna 2 axe de coordonate perpendiculare între ele: Ox şi Oy. În spaţiul cu 3 dimensiuni, avem 3 axe de coordonate, perpendiculare între ele: Ox, Oy, Oz. Urmează atunci că, în spaţiul cu 4 dimensiuni trebuie să considerăm 4 axe de coordonate, perpendiculare între ele: Ox, Oy, Oz şi Ou.

De asemenea, în spaţiul tridimensional există trei planuri de coordonate: xOy, xOz şi yOz. În spaţiul cuadridimensional, trebuie să considerăm şase planuri de coordonate: xOy, xOz, yOz, xOu, yOu şi zOu.

Spaţiul tridimensional este constituit dintr-o infinitate de spaţii bidimensionale (planuri); în mod analog, spaţiul cuadridimensional este alcătuit dintr-o infinitate de spaţii tridimensionale. O secţiune printr-un spaţiu tridimensional ne dă un spaţiu bidimensional; în mod analog, o secţiune printr-un spaţiu cuadridimensional reprezintă un spaţiu tridimensional.

Să cercetăm corespondenţa în spaţiul cuadridimensional a unor suprafeţe din spaţiul tridimensional; este vorba de suprafeţele hiperbolice, reprezentate prin ecuaţia

$$\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}-\frac{z^2}{c^2}=\pm 1, \qquad \text{(II.6.4)}$$

în care mărimile a, b, c sînt lungimile segmentelor intersectate de suprafaţa hiperboloizilor pe axele de coordonate. Luînd aceste mărimi egale fiecare cu unitatea, suprafeţele hiperboloizilor conjugaţi sînt definite prin ecuaţia:

$$x^2+y^2-z^2=\pm 1. \qquad \text{(II.6.5)}$$

Scanned with CamScanner

Potrivit celor spuse anterior, în spaţiul cuadridimensional putem considera ecuaţia:

$$x^2+y^2+z^2-u^2=\pm 1, \qquad \text{(II.6.6)}$$

căreia îi corespund nu suprafeţe, ci spaţii hiperbolice tridimensionale, incluse într-un hiperspaţiu cuadridimensional.

Să considerăm secţiunea prin planul yOz a suprafeţelor hiperbolice tridimensionale; se obţine o curbă plană, a cărei ecuaţie se deduce din (II.6.5) luînd $x=0$:

$$y^2-z^2=\pm 1.$$

Asimptotele acestor curbe se obţin egalînd cu zero ecuaţia precedentă:

$$y^2-z^2=0.$$

În cazul hiperboloizilor din spaţiul cuadridimensional, două secţiuni succesive prin planele yOu şi zOu conduc la două hiperbole, ale căror ecuaţii se deduc din (II.6.6), luînd $y=z=0$:

$$x^2-u^2=\pm 1. \qquad \text{(II.6.7)}$$

Asimptotele acestor curbe corespund ecuaţiei:

$$x^2-u^2=0, \qquad \text{(II.6.8)}$$

Să arătăm că această ecuaţie, valabilă pentru un spaţiu ireal — continuumul cuadridimensional — poate reprezenta un fenomen real, din spaţiul tridimensional. În adevăr, să considerăm propagarea unei unde luminoase sferice, pornită din originea O a unui sistem inerţial de axe de coordonate Ox, Oy, Oz. Legea propagării acestei unde este:

$$x^2+y^2+z^2=c^2t^2,$$

în care c este viteza luminii. Legea propagării semnalului luminos, de-a lungul axei x-lor, se obţine din formula precedentă, luînd: $y=z=0$.

$$x^2-c^2t^2=0.$$

Punînd $u=ct$, această ecuaţie se mai poate scrie:

$$x^2-u^2=0.$$

Aşadar, propagarea unui semnal luminos într-un sistem inerţial, de-a lungul axei x-lor, corespunde mişcării unui

Scanned with CamScanner

punct din spaţiul cuadridimensional, de-a lungul unei asimptote la o hiperbolă din planul xOu.

Să reprezentăm hiperbolele raportate la axele x şi u (fig. 15) Hiperbola cu vîrfurile în A şi A_1 corespunde ecuaţiei (II.6.7),

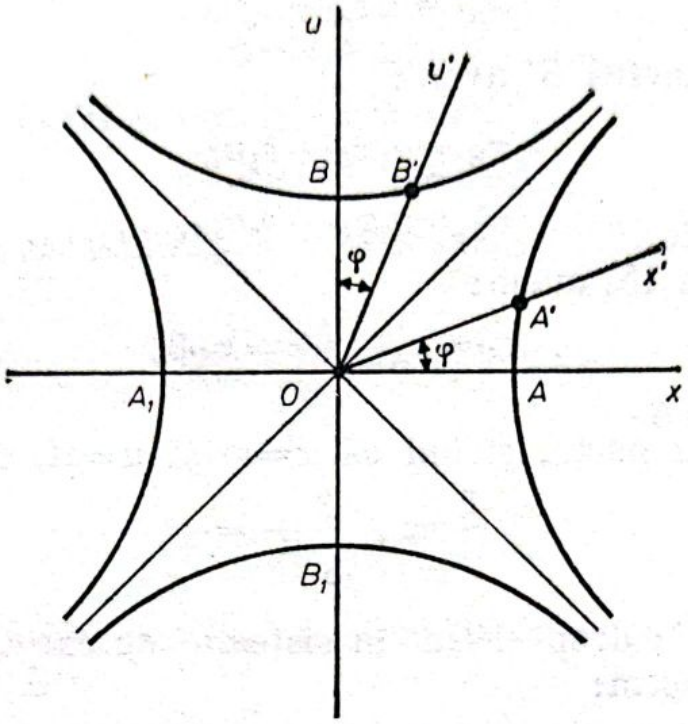


Fig. 15

avînd în membrul doi valoarea $+1$. Hiperbola cu vîrfurile în B şi B_1 corespunde aceleiaşi ecuaţii, dar în membrul doi trebuie să luăm -1. După convenţia admisă la început, considerăm că $OA=OA_1=1$ şi $OB=OB_1=1$.

Ne propunem să facem o schimbare a axelor de coordonate; noile axe Ox', Ou' determină cu axele iniţiale Ox, Ou unghiul φ. Însemnăm cu A' şi B' intersecţiile noilor axe cu hiperbolele conjugate.

Vom folosi în acest caz formulele generale de transformare ale coordonatelor:

$$x'=a_1x+b_1u$$
$$u'=a_2x+b_2u. \qquad \text{(II.6.9)}$$

Pentru a calcula coeficienţii a_1, b_1 şi a_2, b_2 din aceste formule, să facem schimbarea de coordonate pentru punctele A' şi B'. În sistemul de axe (Ox, Ou), punctul A' are coordonatele $x_{A'}$ şi $u_{A'}$, iar în sistemul de axe (Ox', Ou') coordonatele acestui punct sînt: $x'_{A'}$ şi $u'_{A'}$. De asemenea, punctul B' are iniţial coordonatele $x_{B'}$ şi $u_{B'}$, iar în final coordonatele

Scanned with CamScanner

$x'_{B'}$ și $u'_{B'}$. Potrivit formulei (II.6.9) putem scrie pentru punctul A':

$$x'_{A'}=a_1x_{A'}+b_1u_{A'}$$
$$u'_{A'}=a_2x_{A'}+b_2u_{A'}, \qquad \text{(II.6.10)}$$

iar pentru punctul B' avem:

$$x'_{B'}=a_1x_{B'}+b_1u_{B'}$$
$$u'_{B'}=a_2x_{B'}+b_2u_{B'}, \qquad \text{(II.6.11)}$$

Din figura 15, avem:

$$u_{A'}=x_{A'}\ \mathrm{tg}\,\varphi=x_{A'}\beta, \qquad \text{(II.6.12)}$$

în care $\beta=\mathrm{tg}\,\varphi$.

Pe de altă parte, știind că $x=vt$ și $u=ct$, deducem:

$$x=\frac{v}{c}u$$

și, cum ecuația dreptei Ou' în sistemul de axe Oxu este $x=u\mathrm{tg}\,\varphi$, deducem:

$$\mathrm{tg}\,\varphi=\frac{v}{c},\ \text{deci}\ \beta=\frac{v}{c}.$$

Să scriem ecuația (II.6.7) pentru punctul A':

$$x^2_{A'}-u^2_{A'}=+1$$

și, introducînd în ea expresia lui $u_{A'}$ din (II.6.12), avem:

$$x^2_{A'}-\beta x^2_{A'}=1,$$

de unde, punînd ca și pînă acum $\sqrt{1-\beta^2}=\alpha$, obținem:

$$x_{A'}=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}=\frac{1}{\alpha}.$$

Scoatem acum expresia lui $x_{A'}$, din (II.6.12) și o introducem în ecuația hiperbolei care trece prin punctul A':

$$\frac{u^2_{A'}}{\beta^2}-u^2_{A'}=1,$$

de unde

$$u_{A'}=\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}=\frac{\beta}{\alpha}.$$

Scanned with CamScanner

În sistemul de axe $Ox'u'$, punctul A' are coordonatele:

$$x'_{A'}=OA'=1 \quad \text{şi} \quad u'_{A'}=0,$$

pe care, introducîndu-le în (II.6.10), obţinem:

$$\alpha=a_1+b_1\beta$$
$$0=a_2+b_2\beta. \qquad \text{(II.6.13)}$$

Procedăm la fel şi pentru punctul B':

$$x_{B'}=u_{B'}\ \operatorname{tg}\varphi=u_{B'}\beta$$

şi introducem această expresie în ecuaţia hiperbolei care trece prin punctul B':

$$x^2_{B'}-\frac{x^2_{B'}}{\beta^2}=-1,$$

de unde:

$$x_{B'}=\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}=\frac{\beta}{\alpha}.$$

Înlocuim acest rezultat în ecuaţia hiperbolei care trece prin punctul B':

$$\beta^2u^2_{B'}-u_{B'}=-1,$$

de unde

$$u_{B'}=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}=\frac{1}{\alpha}$$

În sistemul de axe $Ox'u'$, coordonatele punctului B' sînt:

$$x'_{B'}=0 \quad \text{şi} \quad u'_{B'}=1.$$

Introducem aceste coordonate în (II.6.11) şi obţinem ecuaţiile:

$$0=a_1\beta+b_1 \qquad \text{(II.6.14)}$$
$$\alpha=a_2\beta+b_2.$$

Ecuaţiile (II.6.13) şi (II.6.14) ne permit să calculăm coeficienţii a_1, b_1 şi a_2, b_2. Pentru aceasta, scoatem valoarea lui b_1 din (II.6.14) şi o introducem în (II.6.13):

$$\alpha=a_1-a_1\beta^2,$$

de unde

$$a_1=\frac{1}{\alpha}.$$

Scanned with CamScanner

Introducem acest rezultat în (II.6.14) și obținem:

$$b_1 = -\frac{\beta}{\alpha}.$$

De asemenea, scoatem din (II.6.13) valoarea lui a_2 și o înlocuim în (II.6.14):

$$\alpha = -b_2\beta^2 + b_2,$$

de unde

$$b_2 = \frac{1}{\alpha} = a_1.$$

Introducem aceste expresii în (II.6.13) și avem:

$$a_2 = -\frac{\beta}{\alpha} = b_1.$$

Am obținut astfel expresiile coeficienților a_1, b_1 și a_2, b_2; introducîndu-le în (II.6.9), rezultă:

$$x' = \frac{1}{\alpha}\, x - \frac{\beta}{\alpha}\, u = \frac{1}{\alpha}\,(x - \beta u),$$

$$u' = -\frac{\beta}{\alpha}\, x + \frac{1}{\alpha}\, u = \frac{1}{\alpha}\,(u - \beta x)$$

și, întrucît $\beta = \frac{v}{c}$, obținem

$$x' = \frac{1}{\alpha}\,(x - v_c u)$$

$$u' = \frac{1}{\alpha}\,(u - v_c x),$$

adică am obținut formulele de transformare (II.5.10), la care conduce principiul relativității restrînse fără nici un postulat auxiliar. După cum am arătat în paragraful II.5, putem deduce de aici fie formulele lui Lorentz (dacă admitem postulatul constanței vitezei luminii și al timpului relativ), fie celălalt grup de formule (dacă admitem postulatul timpului absolut și al vitezei luminii relative).

Așadar, potrivit principiului relativității, trecerea de la un sistem inerțial la altul în spațiul real, tridimensional, corespunde unei rotații a axelor de coordonate în spațiul cuadridimensional.

Scanned with CamScanner

Se poate ajunge şi la o altă interpretare geometrică a formulelor lui Lorentz, dacă introducem în calcule mărimi imaginare. În adevăr, să considerăm un unghi ψ, definit prin formula

$$\cos\psi=\frac{1}{\alpha}. \qquad \text{(II.6.15)}$$

Avem:

$$\sin^2\psi=1-\cos^2\psi=1-\frac{1}{\alpha^2}=1-\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}=1-\frac{c^2}{c^2-v^2}=-\frac{v^2}{c^2-v^2}=$$

$$=-\frac{v^2}{c^2}\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}=(-1)\frac{v^2}{c^2}\frac{1}{\alpha^2},$$

de unde, extragînd rădăcina pătrată ($i=\sqrt{-1}$), rezultă:

$$\sin\psi=i\frac{v}{c}\frac{1}{\alpha}. \qquad \text{(II.6.16)}$$

Obţinem, de asemenea:

$$\operatorname{tg}\psi=\frac{\sin\psi}{\cos\psi}=i\frac{v}{c}, \qquad \text{(II.6.17)}$$

ceea ce arată că unghiul ψ este imaginar.

Să considerăm acum două lungimi l şi l' definite prin relaţiile:

$$l=iu \quad \text{şi} \quad l'=iu'$$

şi să formăm produsele $l\sin\psi$ şi $l\cos\psi$:

$$l\sin\psi=iu\cdot i\frac{1}{\alpha}\frac{v}{c}=-\frac{1}{\alpha}\frac{v}{c}u$$

$$l\cos\psi=iu\cdot\frac{1}{\alpha}=i\frac{1}{\alpha}u.$$

Introducînd aceste rezultate în formulele lui Lorentz, avem:

$$x'=\frac{1}{\alpha}x-\frac{1}{\alpha}\frac{v}{c}u=x\cos\psi+l\sin\psi. \qquad \text{(II.6.18)}$$

Scanned with CamScanner

De asemenea, în expresia lui u' din formulele lui Lorentz să introducem mărimile $u=\frac{l}{i}$ și $u'=\frac{l'}{i}$:

$$\frac{l'}{i}=\frac{1}{\alpha}\left(\frac{l}{i}-\frac{v}{c}x\right),$$

de unde

$$l'=\frac{1}{\alpha}\left(l-i\frac{v}{c}x\right),$$

care se mai poate scrie, ținînd seama de (II.6.15) și (II.6.16):

$$l'=l\cos\psi-x\sin\psi. \qquad \text{(II.6.19)}$$

Formulele (II.6.18) și (II.6.19) sînt, de fapt, formulele lui Lorentz, dar exprimate cu ajutorul unghiului imaginar ψ. Să arătăm că aceste formule reprezintă o rotație a axelor de coordonate.

Considerăm un punct P (fig. 16) care, în sistemul de axe xOl, are coordonatele:

$$OA=x \quad \text{și} \quad PA=l.$$

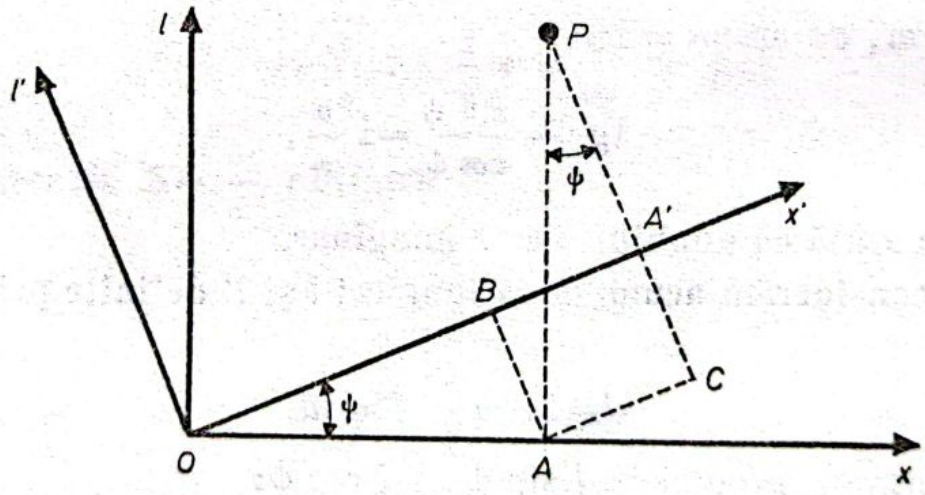


Fig. 16

Să rotim aceste axe cu unghiul ψ, cînd ele ocupă poziția Ox' și Ol'. Pentru noua poziție a axelor, coordonatele punctului P sînt:

$$OA'=x' \quad \text{și} \quad PA'=l'.$$

Ducînd din A perpendiculara AB pe Ox' și AC pe Ol' (sau pe PC), avem:

$$OA'=OB+BA'.$$

Scanned with CamScanner

Dar

$$OB = x \cos \psi$$

$$BA' = AC = l \sin \psi,$$

aşa că obţinem:

$$OA' = x' = x \cos \psi + l \sin \psi$$

care este tocmai formula (II.6.18).

De asemenea, din figura 16, avem:

$$PA' = PC - A'C$$

în care

$$PC = l \cos \psi \quad \text{şi} \quad A'C = x \sin \psi,$$

deci

$$l' = l \cos \psi - x \sin \psi,$$

adică am obţinut formula (II.6.19). După cum se vede, formulele lui Lorentz exprimă şi rotaţia cu un unghi imaginar a axelor de coordonate din spaţiul tridimensional.

II.7. CONCEPŢIA RELATIVISTĂ A SPAŢIULUI ŞI TIMPULUI

În interpretarea dată de Einstein, formulele lui Lorentz au impus o nouă concepţie despre spaţiu şi timp: *concepţia relativistă*. Spaţiul şi timpul nu mai pot fi considerate mărimi absolute, întrucît ele nu prezintă aceeaşi valoare pentru toţi observatorii, indiferent de situaţia acestora faţă de locul unde se produce fenomenul cercetat.

În adevăr, să refacem calculul din I.5 pentru a obţine relaţia dintre lungimea cinematică l şi lungimea statică l', dar să folosim de data aceasta formulele lui Lorentz:

$$x_1' = \frac{1}{\alpha}(x_1 - vt)$$

$$x_2' = \frac{1}{\alpha}(x_2 - vt),$$

de unde

$$x_2' - x_1' = \frac{1}{\alpha}(x_2 - x_1),$$

Scanned with CamScanner

sau

$$l=\alpha l', \qquad \text{(II.7.1)}$$

adică:

$$l<l',$$

ceea ce înseamnă că *lungimea statică nu mai este egală cu lungimea cinematică*, contrar de ceea ce se admite în mecanica clasică (newtoniană). Aşadar, distanţa dintre două puncte, măsurată de un observator în repaus faţă de ea, apare mai mică unui observator care se mişcă rectiliniu şi uniform în raport cu această distanţă. Este aşa-numita *contracţie a spaţiului*.

Am văzut că, în mecanica clasică, distanţa dintre două puncte are aceeaşi valoare oricare ar fi sistemul inerţial din care este măsurată (concepţia spaţiului absolut). Teoria relativităţii restrînse dovedeşte, după cum se vede, că acest rezultat nu este valabil în general. Concepţia spaţiului absolut, exprimată prin formula $l=l'$ din mecanica clasică, trebuie să fie înlocuită cu concepţia spaţiului relativ, reprezentată prin formula $l=\alpha l'$ din mecanica relativistă. Potrivit acestei concepţii, elaborată pentru prima oară de către Einstein, distanţa dintre două puncte ale unui sistem inerţial apare mai mică unui observator dintr-un alt sistem inerţial, în mişcare faţă de primul. Cînd viteza relativă a observatorului tinde să devină neglijabilă faţă de viteza luminii — aşa cum se consideră totdeauna în mecanică clasică —, α tinde către 1, astfel că lungimea statică tinde să devină egală cu lungimea cinematică: concepţia spaţiului relativ se identifică la limită cu concepţia spaţiului absolut.

Cînd viteza relativă v a celor două referenţiale devine egală cu viteza luminii în vid, factorul α din formulele lui Lorentz se anulează. În acest caz, lungimea cinematică se anulează şi ea, după cum arată formula (II.7.1), iar durata Δt măsurată de observatorul în mişcare devine infinită, potrivit formulei (II.4.1). Pentru $v>c$, factorul α devine imaginar, astfel că legile fenomenelor fizice au un înţeles real numai cînd v este mai mic decît c.

Observăm că formula (II.7.1) este identică cu formula (II.3.4), care exprimă contracţia Lorentz-Fitzgerald, deoarece putem considera $l_1=l$ şi $l_2=l'$. Teoria relativităţii restrînse regăseşte astfel contracţia Lorentz-Fitzgerald, dar trebuie să-i atribuie o altă semnificaţie fizică. În adevăr, ar fi greşit să credem că, în condiţiile prescrise, ar putea avea loc o

Scanned with CamScanner

contracţie reală a lungimilor, sau, concret, a unei bare. O astfel de contracţie, care se produce numai pentru un observator, şi anume pentru cel aflat în mişcare, nu şi pentru observatorul în repaus faţă de bară, este o imposibilitate fizică. Dealtfel, experienţa directă nu a reuşit niciodată s-o pună în evidenţă.

Pentru a înţelege contracţia relativistă trebuie să facem o deosebire între *lungimea reală* a unei bare, măsurată de observatorul O', în repaus faţă de ea, şi *lungimea aparentă* a aceleiaşi bare, măsurată de observatorul O, în mişcare faţă de ea. Aceste două lungimi nu pot fi egale între ele, după cum ne-o dovedesc chiar observaţiile curente. Depărtarea dintre doi stîlpi de telegraf ni se pare mai mică, atunci cînd ne aflăm într-un tren rapid, decît atunci cînd ne găsim în repaus, pe pămînt. De aceea, lungimii reale a unei bare îi corespunde o infinitate de lungimi aparente, după vitezele diferite ale observatorilor, aflaţi în mişcare faţă de bară. Deoarece după formula (II.7.1) nu lungimea l' se contractă, ci lungimea aparentă l, urmează că fenomenul de contracţie, despre care vorbim, nu se referă la obiectul însuşi ci la aparenţa lui, variabilă de la un observator la altul, după viteza acestora.

Relativitatea spaţiului, exprimată prin formula (II.7.1), justifică insuccesul experienţei lui Michelson, ca şi al tuturor experienţelor care ar fi trebuit să pună în evidenţă mişcarea Pămîntului faţă de eterul imobil.

Dar această justificare este în contradicţie flagrantă cu ipoteza eterului, despre care am vorbit. Relativitatea spaţiului elimină orice „vînt eteric" care ar putea pune în evidenţă deplasarea Pămîntului prin eter. Dacă nu există vînt eteric, înseamnă că nu există nici eter: iată concluzia corectă la care s-a oprit Einstein pornind de la insuccesul experienţei lui Michelson. În felul acesta, principiul relativităţii a eliminat din fizică ipoteza eterului cosmic care, timp de două veacuri, dăduse multă bătaie de cap fizicienilor.

În varianta ultimă a acestei ipoteze — varianta electromagnetică — eterul trebuie să reprezinte mediul în care se produce şi se propagă cîmpul electromagnetic. Prin negarea existenţei eterului, cîmpul electromagnetic încetează să mai fie o stare de tensiune a unui mediu; el devine o realitate fizică de sine stătătoare, o entitate independentă de orice substanţă, o realitate ultimă şi ireductivilă, o formă de existenţă a materiei.

Scanned with CamScanner

„Aruncînd o privire retrospectivă asupra dezvoltării fizicii" — arată Einstein și Infeld[1] — constatăm că eterul, curînd după nașterea lui, s-a afirmat ca un „enfant terrible" al familiei substanțelor fizice. Mai întîi, construirea unei imagini mecanice simple a eterului s-a dovedit a fi imposibilă și a fost părăsită. Faptul acesta a provocat, în mare măsură, falimentul punctului de vedere mecanicist și, în al doilea rînd, am fost nevoiți să renunțăm la speranța de a putea individualiza, ca urmare a existenței mării imobile de eter, un sistem privilegiat, care să permită identificarea mișcării absolute uniforme. Acesta ar fi fost singurul mod în care eterul ar fi putut să-și manifeste și să-și justifice existența și altfel decît ca purtător de unde. Toate încercările noastre de a da un caracter real eterului au dat greș. El nici nu și-a dat în vileag structura lui mecanică, nici n-a dus la identificarea mișcării absolute. Din toate proprietățile eterului nu s-a menținut decît una singură, cea pentru care fusese inventat, anume proprietatea de a transmite unde electromagnetice. Încercările noastre, de a stabili proprietățile eterului, au condus la dificultăți și contradicții. După asemenea experiențe dezagreabile a sosit momentul să dăm cu desăvîrșire uitării eterul și să încercăm să nu-i mai pronunțăm numele. De acum înainte vom spune: spațiul nostru are proprietatea fizică de a transmite unde, ocolind întrebuințarea unui cuvînt pe care ne-am propus să-l evităm.

Bineînțeles că suprimarea unui cuvînt din vocabularul nostru nu constituie un remediu. Complicațiile noastre sînt, în realitate, mult prea grave pentru a putea fi lichidate în felul acesta.

Pentru teoria relativității restrînse, contracția Lorentz-Fitzgerald este reciprocă: avem nu numai $l=\alpha l'$, ci și $l'=\alpha l$. Pentru a dovedi această reciprocitate, să aplicăm formula lui x din (II.5.31) distanței $l=x_2-x_1$, respectiv $l'=x_2'-x_1'$.

$$x_1=\frac{1}{\alpha}(x_1'+vt')$$

$$x_2=\frac{1}{\alpha}(x_2'+vt'),$$

de unde

$$x_2-x_1=\frac{1}{\alpha}(x_2'-x_1'),$$

[1] Albert Einstein și Leopold Infeld, *Evoluția fizicii*, p. 139, Editura tehnică, 1957.

Scanned with CamScanner

sau

$$l' = \alpha l. \qquad \text{(II.7.2)}$$

Să cercetăm în ce condiţii fizice este valabilă această formulă. Am considerat că lungimea de măsurat — a unei bare — se găseşte la început în referenţialul O', avînd lungimea reală (statică) l'. În acest caz, se aplică formula (II.7.1), după care lungimea aparentă l este proporţională cu lungimea reală l'. Să presupunem acum că bara de măsurat se găseşte în referenţialul O; de data aceasta lungimea ei reală este l, iar lungimea aparentă este l'. Aplicînd aceeaşi lege, după care lungimea aparentă (l') este proporţională cu lungimea reală (l), obţinem formula (II.7.2). Aşadar, cele două formule reciproce ale contracţiei lungimilor se referă la acele cazuri pentru care lungimea de măsurat se află cînd într-un referenţial, cînd în celălalt, ambele referenţiale trebuind să fie sincronizate cuplat, pentru a se putea aplica principiul relativităţii.

S-ar părea că aceste două formule reciproce $l = \alpha\, l'$ şi $l' = \alpha\, l$ conduc la o imposibilitate deoarece, înlocuind pe l' din prima formulă cu expresia lui din cea de a doua, obţinem $\alpha = 1$. Acest rezultat este inexact, pentru că înlocuirea nu este permisă, dacă ţinem seama de semnificaţia justă a mărimilor l şi l'.

În adevăr, l' din prima formulă nu este identic cu l' din cea de a doua; în primul caz l' este o lungime reală, iar în celălalt caz este o lungime aparentă. Cum aceste două lungimi nu sînt egale între ele, urmează că operaţia matematică de contopire a celor două formule reciproce nu este permisă.

Poate să pară curios, la început, că viteza relativă v, cu care un referenţial se mişcă în raport cu celălalt, este aceeaşi pentru ambii observatori, întrucît lungimile şi duratele variază de la un observator la altul. De aceea este necesar să dovedim direct acest fapt.

În mişcarea relativă se consideră că sistemul O se mişcă în raport cu sistemul O' şi reciproc. Bunăoară, observatorul O' vede că sistemul O se îndepărtează, în vreme ce observatorul O constată, dimpotrivă, că sistemul O' se îndepărtează.

Observatorul O determină lungimea Δl de care se îndepărtează sistemul O' în intervalul de timp Δt; el o marchează pe axa Ox, de-a lungul căreia se mişcă sistemul O. Pentru acest observator, viteza v a mişcării este:

$$v = \frac{\Delta l}{\Delta t}.$$

Scanned with CamScanner

La rîndul lui, observatorul O' determină lungimea $\Delta l'$ de care se îndepărtează sistemul O în intervalul de timp $\Delta t'$; ea corespunde lungimii Δl din sistemul O. Pentru observatorul O', viteza v' a acestei mişcări este

$$v' = \frac{\Delta l'}{\Delta t'}.$$

Este evident că, pentru observatorul O', $\Delta l'$ reprezintă o *lungime cinematică* deoarece, fiind marcată pe axa Ox, ea este antrenată de mişcarea sistemului O. În schimb Δl este o *lungime statică* pentru observatorul O, fiind marcată pe axa Ox din sistemul respectiv. Potrivit legii contracţiei lungimilor, avem

$$\Delta l' = \alpha \, \Delta l.$$

De altă parte, prin sincronizarea cuplată putem face ca între intervalul de timp $\Delta t'$ (determinat de un ceasornic aflat în sistemul O') şi intervalul de timp Δt (determinat de un ceasornic din sistemul O) să existe relaţia

$$\Delta t' = \alpha \, \Delta t.$$

Introducînd în formula lui v' ultimele două egalităţi, obţinem:

$$v' = \frac{\Delta l'}{\Delta t'} = \frac{\alpha \, \Delta l}{\alpha \, \Delta t} = \frac{\Delta l}{\Delta t} = v,$$

ceea ce era de demonstrat.

Contracţia relativistă a lungimilor a întîmpinat de la început multe dificultăţi pentru înţelegerea ei. S-au încercat diverse explicaţii, dar cele mai multe din ele nu au reuşit să se apropie suficient de înţelesul fizic al fenomenului. Bunăoară, vorbind despre lungimile diferite ale unei bare „în funcţie de poziţia observatorului", fizicianul Max Born, scrie: „Dintre acestea una, cea de repaus, este mai mare, însă faptul acesta nu o face mai reală decît cealaltă". Acest citat dovedeşte că ilustrul fizician german nu a căutat să ţină seama de faptul că ceva analog se petrede şi cu efectul Doppler, unde apare un timp real şi un timp aparent (vezi cap. II.9). Nimeni nu poate să conteste că perioada unui fenomen oscilant, determinată de un observator în repaus faţă de fenomen, nu ar fi cu adevărat reală; dimpotrivă, perioadele determinate de observatorii în mişcare faţă de acel fenomen sînt numai aparente. Altfel, pierdem orice înţeles raţional al noţiunilor de „aparent" şi „real" şi nu mai pricepem nimic din toată investigaţia ştiinţifică.

Scanned with CamScanner

Cei mai mulţi autori care scriu despre teoria relativităţii nu semnalează mai deloc problema înţelegerii contracţiei relativiste a lungimilor, ca şi cum ea nici nu ar exista. Totuşi, iată ce scrie fizicianul american George Gamow[1]: „E necesar la acest punct să discutăm o neînţelegere referitoare la contracţia relativită a lungimii. Această neînţelegere a existat printre fizicieni timp de 54 de ani, din momentul publicării lucrării originale a lui Einstein, în 1905, pînă cînd a fost lămurită într-o lucrare scurtă şi critică, publicată de tînărul fizician american Terrell, în 1959". Aşadar, timp de peste o jumătate de veac toţi fizicienii relativişti au susţinut că înţeleg perfect de bine contracţia relativistă a spaţiului, ceea ce nu corespundea realităţii. Rămîne de văzut dacă lucrarea lui Terrell lămureşte în adevăr contracţia relativistă din teoria lui Einstein.

Teoria relativităţii a pus în evidenţă nu numai relativitatea spaţiului, ci şi cuadridimensionalitatea lui. În adevăr, formula (II.5.1), prin care se exprimă principiul relativităţii la propagarea undelor luminoase, se poate scrie şi altfel, ca să apară viteza c a luminii:

$$x^2+y^2+z^2-c^2t^2\equiv x'^2+y'^2+z'^2-c'^2t'^2.$$

Punînd $u=ict$ (respectiv $u'=ic't'$) şi ştiind că $i=\sqrt{-1}$, obţinem:

$$x^2+y^2+z^2+u^2\equiv x'^2+y'^2+z'^2+u'^2.$$

Dacă ţinem seamă de (II.6.3), constatăm că formula precedentă are o semnificaţie geometrică foarte simplă: se exprimă invarianţa în spaţiul cuadridimensional a distanţei unui punct de originea axelor de coordonate. Deci, principiul relativităţii restrînse poate fi exprimat nu numai prin invarianţa ecuaţiei undei luminoase în spaţiul tridimensional, ci şi mai simplu, prin invarianţa unei distanţe în spaţiul cuadridimensional.

După cum am văzut în paragraful (II.5), formulele lui Lorentz se exprimă mai simplu dacă în locul lui t folosim variabila $u=ct$. În plus, cînd lucrăm cu această variabilă, nu mai este necesar să introducem un postulat suplimentar (postulatul constanţei vitezei luminii, respectiv al timpului absolut). Aceste exemple, ca şi altele peste care trecem, arată

---

[1] G. Gamow, *Biografia fizicii*, p. 207, Editura ştiinţifică, Bucureşti, 1971.

Scanned with CamScanner

că există legi fizice care se exprimă matematic mai simplu în spațiul cu patru dimensiuni decît în spațiul cu trei dimensiuni, ceea ce dă de gîndit asupra realității spațiului cuadridimensional. Există și un caz în care reprezentarea cuadridimensională este singura posibilă (teoretic), cea tridimensională neputînd fi înfăptuită.

Să presupunem că vrem să construim graficul mișcării unui punct material. Dacă punctul se mișcă pe o dreaptă (spațiu unidimensional), graficul mișcării este o curbă plană în sistemul de axe *Ox* și *Ot* (spațiu bidimensional). Dacă punctul se mișcă într-un plan, graficul mișcării este o curbă în spațiul cu trei dimensiuni, axele sistemului de coordonate fiind *Ox*, *Oy*, și *Ot*. Dar dacă punctul material se mișcă în spațiul ambiant (tridimensional), trebuie să raportăm mișcarea la patru axe de coordonate: *Ox*, *Oy*, *Oz* și *Ot*. Curba reprezentativă a acestei mișcări nu poate fi însă trasată, deoarece nu dispunem de patru axe de coordonate, perpendiculare între ele. În spațiul nostru tridimensional nu pot să existe decît sisteme cu maximum trei axe de coordonate, perpendiculare între ele.

Această dificultate se înlătură dacă recurgem la o generalizare: definim un spațiu cuadridimensional neintuitiv, în care ar putea să existe (teoretic) sisteme de cîte patru axe de coordonate, așa după cum în spațiul tridimensional există sisteme de cîte trei axe de coordonate. În felul acesta, mișcarea reală a unui punct în spațiul tridimensional poate fi reprezentată grafic, dar neintuitiv, numai în spațiul cuadridimensional Curba reprezentativă nu o vedem, dar ne închipuim că poate să existe, fiindcă dispunem teoretic de toate condițiile trasării ei.

Astfel de necesități fizico-matematice ne permit să afirmăm că lumea în care trăim este cuadridimensională. Deoarece o secțiune printr-un spațiu cuadridimensional reprezintă un spațiu tridimensional, înseamnă că noi nu putem percepe cu simțurile decît o secțiune tridimensională a spațiului cuadridimensional.

Cînd spunem că lumea în care trăim nu are trei, ci patru dimensiuni, să nu pierdem din vedere faptul că cea de a patra dimensiune nu este echivalentă cu celelalte trei, deoarece ea se exprimă prin produsul dintre *t* și ic. E drept că acest produs are dimensiunile unei lungimi, dar prezența factorului i dă acestei dimensiuni un caracter imaginar, ceea

Scanned with CamScanner

ce înseamnă că este vorba aici de o proprietate matematică mai subtilă.

Spaţiul cuadridimensional, în care cea de a patra coordonată (dimensiune) este o mărime imaginară $u=ict$, a fost conceput pentru prima oară de Minkowski, care i-a dat numele de *univers*; i se spune în mod obişnuit *universul lui Minkowski*. Un punct din acest hiperspaţiu corespunde unui *eveniment*, adică unui fenomen care s-a produs într-un anumit loc şi la un anumit moment. Dacă, pentru lumea noastră tridimensională, fenomenul se desfăşoară în timp şi în spaţiu, punctul corespunzător din universul lui Minkowski descrie o curbă, denumită *linie de univers*. Potrivit principiului relativităţii restrînse, orice segment al unei linii de univers este invariant cînd trecem de la un sistem inerţial la altul.

Dar teoria relativităţii nu s-a oprit aici; ea a tras încă o consecinţă importantă cu privire la spaţiu şi timp. În lumea noastră tridimensională, spaţiul şi timpul ne apar ca două entităţi diferite, uneori legate între ele, alteori separate complet una de alta. Astfel, un punct din spaţiul tridimensional poate fi definit numai prin coordonatele spaţiale x, y, z, fără să facem apel la coordonata temporală t. Şi invers, într-un acelaşi loc putem să ne ocupăm numai de succesiunea timpului, fără să ne intereseze locul (spaţiul) în care ne aflăm. Dimpotrivă, în universul lui Minkowski spaţiul şi timpul sînt două entităţi ce nu pot fi separate una de alta. Poziţia unui punct în acest continuum cuadridimensional se defineşte totdeauna prin patru coordonate, una din ele cuprinzînd şi timpul t. Adică, în universul lui Minkowski poziţia oricărui punct se defineşte nu numai în spaţiu, ci şi în timp; acest ansamblu formează domeniul *spaţiu-timp*. Minkowski era aşa de convins de necesitatea introducerii în ştiinţă a noţiunii de spaţiu-timp încît, într-o conferinţă ţinută în 1908, a declarat: „Von Stand am sollen Raum und Zeit für sich völlig zu Schatten herabsinken, und nur noch eine Art Union der beiden soll Selbständigkeit bewahren“ (La ora actuală, noţiunile de spaţiu şi timp, considerate în sine, trebuie să coboare în regatul umbrelor; numai unirea lor păstrează o independenţă). De asemenea, după Einstein[1]: „Nu are realitate fizică punctul din spaţiu în care se produce un eveniment şi nici momentul în care se produce, ci numai

[1] Albert Einstein, *Teoria relativităţii*, p. 41, Editura tehnică, 1957.

Scanned with CamScanner

evenimentul însuşi. Între două evenimente nu există o relaţie absolută în spaţiu, sau o relaţie absolută în timp. Există însă o relaţie spaţio-temporală absolută (independentă de alegerea sistemului de referinţă) ... "Einstein afirmă mai departe că: "... legile naturii iau forma lor cea mai satisfăcătoare din punct de vedere logic numai dacă se exprimă ca legi în continuumul cuadridimensional".

Legătura strînsă care există între spaţiu şi timp se poate dovedi şi într-altfel, relevînd faptul că, în teoria relativităţii, formula spaţiului este inclusă în formula timpului. De aceea, este posibil să trecem foarte uşor de la formula lui x' la formula lui t' din grupul lui Lorentz şi invers.

Astfel, să considerăm formula relativistă

$$x' = \frac{1}{\alpha}(x - vt)$$

şi să presupunem propagarea unei raze de lumină de-a lungul axei Ox ($O'x'$). Potrivit concepţiei lui Einstein, trebuie să luăm:

$$x = ct \quad \text{şi} \quad x' = ct'.$$

Introducînd aceste două formule în expresia de mai sus a lui x', obţinem:

$$t' = \frac{1}{\alpha}\left(t - \frac{v}{c}t\right) = \frac{1}{\alpha}\left(t - \frac{vx}{c^2}\right).$$

Şi reciproc, plecînd de la această formulă a lui t', obţinem formula lui x'.

*

Teoria relativităţii restrînse şi-a cucerit de la început o celebritate senzaţională prin analiza conceptului de timp, căruia i-a dezvăluit însuşiri cu totul neaşteptate. S-a arătat că nu numai spaţiul este relativ, ci şi timpul: intervalele de timp nu au o valoare absolută, ci relativă, în legătură cu mişcarea sistemului inerţial din care se măsoară.

Am stabilit această dependenţă în (II.4), pe baza condiţiei de sincronizare şi a postulatului constanţei vitezei luminii. Formula la care am ajuns exprimă dependenţa scurgerii timpului de viteza relativă a sistemelor inerţiale. De obicei, această relaţie se deduce din formulele lui Lorentz în felul următor:

Scanned with CamScanner

Să presupunem că într-un punct M' din sistemul O' (punctul are deci un x' constant) se măsoară un interval de timp $\Delta t'$, definit de momentele t'_1 și t'_2 (începutul și sfîrșitul unui fenomen oarecare):

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1.$$

Acest interval de timp este măsurat și din sistemul O, găsindu-se valoarea Δt:

$$\Delta t = t_2 - t_1.$$

De la momentul t'_1 pînă la momentul t'_2, sistemul O' s-a deplasat față de originea O; la momentul t'_1 punctul M' are abscisa x_1, iar la momentul t'_2 abscisa lui este x_2. După formulele de transformare ale lui Lorentz, avem:

$$t'_1 = \frac{1}{\alpha}\left(t_1 - \frac{vx_1}{c^2}\right)$$

$$t'_2 = \frac{1}{\alpha}\left(t_2 - \frac{vx_2}{c^2}\right),$$

de unde:

$$t'_2 - t'_1 = \frac{1}{\alpha}\left[(t_2 - t_1) - \frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)\right],$$

sau

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\alpha}\left(1 - \frac{v}{c^2}\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}\right).$$

Dar

$$v = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1},$$

așa că

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\alpha}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = \frac{\Delta t}{\alpha}\alpha^2$$

sau

$$\Delta t' = \alpha \Delta t, \qquad \text{(II.7.3)}$$

ceea ce înseamnă că $\Delta t > \Delta t'$. Așadar, un același interval de timp, măsurat de cei doi observatori, este mai mare pentru observatorul din sistemul O decît pentru observatorul din sistemul O'. Orice fenomen din sistemul O' se desfășoară mai încet (necesită un interval de timp mai lung) pentru observatorul din sistemul O decît pentru observatorul din sistemul O'. Sau, în general, *orice fenomen se petrece mai încet pentru*

Scanned with CamScanner

un observator în mişcare faţă de locul unde se desfăşoară fenomenul, decît pentru observatorul aflat la o distanţă fixă de acel loc; acesta este fenomenul de „dilatare a timpului".

Acest rezultat infirmă vechea concepţie a timpului absolut, după care scurgerea timpului ar fi aceeaşi pentru orice sistem inerţial, indiferent de viteza cu care se mişcă.

Formula (II.7.3) trebuie să capete o altă interpretare, în locul celei admise pînă acum în teoria relativităţii. Această formulă nu mai trebuie înţeleasă ca fiind impusă de scurgerea mai lentă a timpului, ce apare spontan în sistemele inerţiale. Dimpotrivă, ea corespunde unei anumite scurgeri a timpului obţinută printr-o reglare a ceasornicelor din referenţialul respectiv, aşa ca duratele $\Delta t'$ şi Δt să fie legate între ele în modul arătat. Cu alte cuvinte, *nu principiul relativităţii obligă natura să realizeze această relaţie, ci realizarea ei de către observatori, prin reglarea ceasornicelor, face valabil principiul relativităţii*. Astfel, formula (II.7.3) este o *relaţie de condiţie*: ea condiţionează valabilitatea principiului relativităţii. Mai înainte de a aplica acest principiu, trebuie să ne îngrijim ca ceasornicele să meargă potrivit formulei precedente. Pentru că, aşa după cum am mai spus, principiul relativităţii nu este valabil în orice sistem inerţial, ci numai în acele sisteme care sînt în prealabil sincronizate cuplat, după cerinţele acestui principiu.

Dilatarea timpului este de asemenea reciprocă, precum este şi contracţia spaţiului. Să considerăm exemplul precedent, dar cu situaţii reciproce: punctul M, în care se produce fenomenul de studiat, se găseşte de data aceasta în sistemul inerţial O. Observatorul O' este acum în mişcare faţă de locul în care se produce fenomenul. Momentele t_1 şi t_2, determinate de observatorul O, sînt:

$$t_1 = \frac{1}{\alpha}\left(t'_1 + \frac{vx'_1}{c^2}\right)$$

$$t_2 = \frac{1}{\alpha}\left(t'_2 + \frac{vx'_2}{c^2}\right),$$

de unde

$$t_2 - t_1 = \frac{1}{\alpha}\left[(t'_2 - t'_1) + \frac{v}{c^2}(x'_2 - x'_1)\right].$$

Scanned with CamScanner

Din figura 17, avem:

$$-(x'_2-x'_1)=v\,(t'_2-t'_1),$$

căci distanţa $x'_2-x'_1$ se găseşte în regiunea negativă a axei $O'x'$. Introducînd această expresie în formula de mai sus, a

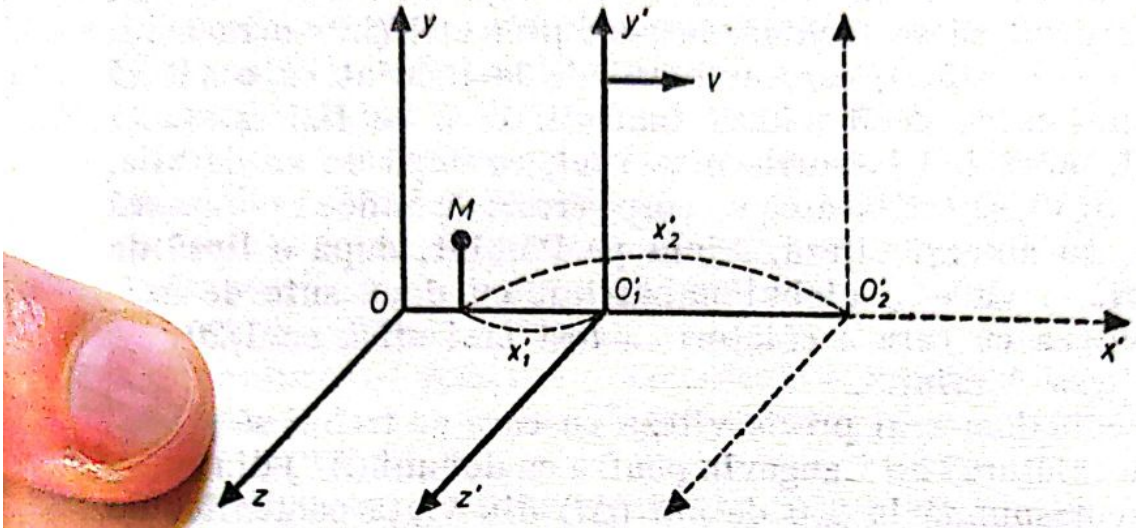


Fig. 17

lui t_2-t_1 şi efectuînd calculele ca în exemplul precedent, obţinem:

$$\Delta t=\alpha\Delta t', \qquad \text{(II.7.4)}$$

formulă care, comparată cu (II.7.3), dovedeşte că dilatarea timpului este reciprocă. În ambele cazuri se petrece acelaşi proces: timpul în care se desfăşoară un fenomen se poate dilata, atît pentru observatorul O (formula II.7.3) cît şi pentru observatorul O' (formula II.7.4), după condiţiile în care se determină acest timp. Şi anume, timpul se dilată pentru observatorul O' cînd fenomenul se petrece în referenţialul O şi reciproc, se dilată pentru observatorul O cînd fenomenul se petrece în referenţialul O'.

Dilatarea timpului, exprimată de formula (II.7.3), a iniţiat în teoria relativităţii problema denumită a „călătorului lui Langevin", ca şi „paradoxul gemenilor". În 1911 Langevin a aplicat formula (II.7.3) fenomenelor biologice, trăgînd concluzia că: *mişcarea sistemelor inerţiale trebuie să încetinească şi aceste fenomene.* Dacă intervalul de timp Δt reprezintă viaţa unui om (intervalul cuprins între momentul naşterii şi momentul decesului), urmează, susţine Langevin, că într-un sistem inerţial viaţa este mai lungă, are un ritm de evoluţie mai lent decît într-un sistem inerţial aflat în miş-

Scanned with CamScanner

care față de primul. Cu alte cuvinte, *dilatarea timpului are ca efect prelungirea vieții*. „De aceea — scrie Langevin[1] — oricare dintre noi poate să piardă numai doi ani din viața lui pentru a ști ce va fi cu Pămîntul peste 200 de ani, să exploreze deci viitorul Pămîntului făcînd un salt care în viața globului valorează două veacuri, iar în viața lui numai doi ani. Nu are decît să se închidă într-un proiectil (într-o rachetă, spunem noi astăzi), care ar porni de la Pămînt cu o viteză ceva mai mică decît viteza luminii, ceea ce fizicește este posibil, potrivind lucrurile în așa fel, ca după un an de zile, socotit de el, să întîlnească un corp ceresc, de unde să pornească înapoi, cu aceeași viteză. Ajuns pe Pămînt, după o lipsă de doi ani, el va găsi globul îmbătrînit cu două sute de ani, dacă viteza cu care a călătorit a fost mai mică cu 1/20 000 din viteza luminii".

Să calculăm mai precis viteza cu care ar trebui să se deplaseze călătorul lui Langevin pentru ca doi ani ($\Delta t'$) din viața lui să corespundă la 200 de ani (Δt) din viața oamenilor de pe Pămînt. Din formula (II.7.3), avem:

$$2=\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\,200,$$

de unde

$$\frac{v^2}{c^2}=0{,}9999$$

și, deci,

$$v=299\ 985\ \text{km/s},$$

ceea ce înseamnă că viteza călătorului lui Langevin trebuie să fie enormă, foarte puțin diferită de aceea a luminii, cu numai 15 km/s $\left(=\frac{c}{20\,000}\right)$.

Einstein a fost complet de acord cu părerea lui Langevin, deoarece iată ce scria el tot în 1911: „Dacă am introduce un organism viu într-o cutie și l-am face să întreprindă o călătorie cu dus și întors, s-ar putea ca acest organism, după un zbor cît de îndelungat, să se reîntoarcă la locul de plecare foarte puțin schimbat (cît de puțin vrem), în vreme ce organisme, exact la fel alcătuite, care au rămas la locul lor, au făcut de mult loc altor generații".

---

[1] Ideea a fost exprimată de Langevin la Congresul de filozofie din Bolonia și publicată în revista Scientia, vol. X, pp. 31–54, 1911.

Scanned with CamScanner

Cu o astfel de concluzie senzațională nu este de mirare că teoria relativității a putut stîrni interesul tuturor, cum nu se mai întîmplase niciodată în trecutul omenirii.

Nu toți oamenii de știință sînt de acord cu această concluzie biologică, propusă de Langevin și Einstein. Se uită, spun unii oameni de știință, că deducțiile teoriei relativității restrînse sînt valabile numai pentru sistemele inerțiale. Or, pentru ca vehiculul cosmic, despre care vorbește Langevin, să poată reveni la Pămînt, el trebuie să se oprească un moment și să-și reînceapă mișcarea în sens contrar. Sau, pornind de la Pămînt, să străbată o curbă închisă, pentru a putea reveni la locul de plecare. Aceasta necesită de fiecare dată intervenția unei accelerații, prin care se schimbă condițiile cerute de dilatarea timpului.

„Paradoxul gemenilor" constituie o variantă a experienței imaginate de Langevin. Să presupunem că, în momentul cînd sistemele inerțiale O și O' încep să se miște, unul în raport cu celălalt, cu o viteză apropiată de aceea a luminii, se nasc doi gemeni. Unul este reținut în sistemul O, iar celălalt este trecut în sistemul O'.

Observatorul din O urmărește evoluția gemenului din O'; el constată că acesta se dezvoltă mult mai încet decît fratele său, din sistemul O. Cînd copilul din sistemul O' a împlinit un an, fratele său „geamăn" din sistemul O își sărbătorește centenarul. „Este într-adevăr o concluzie ciudată — scrie Max Born — care însă nu poate fi eliminată prin nici un fel de interpretare".

Vom vedea în capitolul următor că acest „paradox" se prezintă ca atare numai datorită interpretării metafizice a scurgerii timpului în sistemele inerțiale. O interpretare corectă, fizică, dovedește că acest așa-zis „paradox" nu are în sine nimic paradoxal.

II.8. PROBLEMA TIMPULUI ÎN TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÎNSE

Pînă la apariția teoriei relativității problema timpului nu a preocupat pe oamenii de știință, ci numai pe filozofi. Aceștia au încercat în repetate rînduri să cerceteze natura timpului și însușirile lui, fără să ajungă la soluții care să intereseze pe oamenii de știință. Este meritul teoriei relativității de a

Scanned with CamScanner

fi atras atenţia fizicienilor asupra problemei timpului, considerînd că factorul „t“ din studiul fenomenelor fizice impune o analiză mai adîncă a substratului său fizic. Dar, deşi au trecut mai bine de 70 de ani de cînd problema timpului a început să intereseze în mod deosebit pe filozofi şi pe oamenii de ştiinţă, totuşi nu s-a reuşit să se obţină o soluţie satisfăcătoare. De ce?

Pentru că aceasta este o problemă interdisciplinară; ea aparţine atît fizicii, cît şi filozofiei. Dar fizicienii nu se ocupă în mod temeinic de problema timpului, nu cercetează natura şi esenţa lui, întrucît au convingerea că este o problemă de filozofie care îi depăşeşte. În nici un manual sau tratat de fizică generală nu se găsesc consideraţii mai ample cu privire la timp. E drept că unii fizicieni se ocupă de cazul timpului fizic, dar de problema măsurării timpului. Fizicienii teoreticieni se ocupă şi ei de problema timpului, dar numai de proprietăţile matematice ale variabilei „t“ din ecuaţiile fizicii. Teoria relativităţii a relevat unele proprietăţi ale spaţiului şi timpului, dar nu a contribuit cu nimic la clarificarea naturii lor. După Gheorghe Bîrsan[1]: „Punctul de vedere filozofic nu se reduce însă la aspectul cantitativ al timpului şi, în acest sens, se pune mereu problema: ce este timpul prin esenţa sa, care este natura şi însuşirile sale?“

Nici filozofii nu discută mai în adînc problema timpului fizic, considerînd că nu au competenţa necesară. Iar cînd au această competenţă, cum este cazul cu Hans Reichenbach, o tratează mai mult filozofic, fără să ia în consideraţie specificul acestui timp. Astfel, în cartea sa „The Direction of Time“ (Direcţia timpului), apărută în 1958, Reichenbach scrie: „Timpul se mişcă de la trecut spre viitor“, sau: „Cînd vorbim de scurgerea timpului, o considerăm de obicei ca mişcarea unei esenţe obiective, oarecare, pe care nu o putem opri sau inversa“. Este aici o idee filozofică şi poetică, cu care fizicienii nu pot fi de acord.

Să vedem cum trebuie pusă problema timpului în teoria relativităţii restrînse, pentru a obţine o soluţie care să satisfacă pe fizicieni. Considerăm experienţa de care ne-am ocupat la I.3: două referenţiale O' şi O, avînd axele de coordonate paralele între ele, se găsesc în repaus relativ. Propagarea unei raze de lumină între punctele A şi B ale referenţialului O'

---

[1] Gheorghe Bîrsan, *Timpul în ştiinţă şi filozofie*, p. 12, Editura ştiinţifică, Bucureşti, 1973.

Scanned with CamScanner

se face în intervalul de timp $\Delta t'$ pentru observatorul O' şi Δt pentru observatorul O. Dacă cele două referenţiale sînt sincronizate, avem, după cum am spus:

$$\Delta t' = \Delta t.$$

Presupunem că, la un moment dat, referenţialul O' începe să se îndepărteze de O, ajungînd repede la viteza constantă v, axele lor de coordonate rămînînd mai departe paralele între ele. Observatorii O' şi O repetă experienţa precedentă, după ce, în prealabil, au sincronizat cuplat sistemele lor inerţiale: ei găsesc intervalele de timp $\Delta t'$, respectiv Δt. Dar, de data aceasta, cele două intervale de timp nu mai sînt egale între ele. Teoria relativităţii demonstrează, după cum am văzut, că între aceste intervale de timp trebuie să existe relaţia:

$$\Delta t' = \alpha \Delta t. \qquad \text{(II.8.1)}$$

Ne putem pune întrebarea: ce schimbări s-au produs în această experienţă, de a apărut inegalitatea dintre intervalele de timp $\Delta t'$ şi Δt? S-a produs o singură schimbare, şi anume: cei doi observatori O' şi O nu mai au exact aceeaşi situaţie faţă de locul unde se produce fenomenul (propagarea razei de lumină). Observatorul O' continuă să se găsească în repaus faţă de acest loc, dar observatorul O se află în mişcare faţă de el.

Cum se face trecerea de la egalitatea intervalelor de timp, $\Delta t'$ şi Δt, la inegalitatea lor? Apare spontan, sau se datoreşte observatorilor O' şi O? O realizează omul sau o realizează natura, fără intervenţia omului?[1]

În teoria relativităţii restrînse se consideră că această inegalitate se produce spontan, apare de la sine, o face natura printr-un procedeu necunoscut. Timpul se dilată pentru observatorul O, aflat în mişcare faţă de locul unde se produce fenomenul studiat. Să analizăm acest proces de dilatare, să vedem cine anume se dilată şi cum se dilată.

---

[1] Pe baza teoriei relativităţii generalizate s-ar putea crede că inegalitatea apare spontan, datorită faptului că trecerea de la repausul relativ la mişcarea relativă se face (într-un timp foarte scurt) printr-o mişcare accelerată. Potrivit principiului echivalenţei, cîmpul de acceleraţie care apare este echivalent cu un cîmp gravitaţional, capabil să influenţeze mersul ceasornicelor, cum sînt ceasornicele cu pendul. Dar acest efect durează foarte puţin, iar dispariţia lui (cînd referenţialele îşi reiau mişcarea uniformă) readuce ceasornicele la mersul lor iniţial, anterior accelerării referenţialelor. Iată deci că indicaţiile acestor ceasornice nu pot să fie influenţate durabil de mişcarea sistemelor inerţiale în care se găsesc.

Scanned with CamScanner

De la început trebuie să facem o deosebire netă între *timpul fizic*, de care se vorbește în știință și pe care îl folosește în primul rînd fizica, *timpul filozofic* și *timpul biologic* (*fiziologic*). Astăzi nu se face nici o deosebire între aceste timpuri, ceea ce duce la contradicții și neînțelegeri. După cum afirmă filozoful sovietic V. P. Kozarian. „Lipsa unor termeni diferiți în fizică și în filozofie pentru desemnarea timpului este una din cauzele identificării nepermise a variabilei temporale din fizică cu noțiunea filozofică de timp".

Pentru fizician, *timpul este un parametru care măsoară durata și succesiunea fenomenelor*.[2] Nu este „ceva" substanțial, care ar curge uniform într-un singur sens, ci este o măsură a succesiunii schimbărilor din natură. Nu putem vorbi de timp fizic fără să ne raportăm la fenomene fizice materiale, după cum nu putem vorbi de mișcare, fără să avem în vedere ceva material, care se mișcă. Pentru fizicienii nu există intervale de timp pure, fără suport material; orice interval de timp este legat de desfășurarea unui fenomen material. Ideea aceasta, după care timpul ia naștere din mișcare și succesiune, îi aparține lui Aristotel. În cartea a IV-a a „Fizicii" lui, stă scris: „... fără schimbare și mișcare timpul nu există".

O primă caracteristică a timpului fizic, în calitatea lui de mărime fizică, este *măsurabilitatea* lui, posibilitatea de a fi

---

[1] V. P. Kozarian, „Voprosi filosofii", 3, 10, 1970.

[2] În general, manualele de fizică evită să definească timpul, întrucît nu s-a găsit pînă acum o definiție acceptabilă. În manualul său de fizică „Fizica" (vol. I, pag. 80), R. Feynman scrie: „Ce este timpul? Ar fi bine dacă am putea găsi o bună definiție a timpului. Dicționarul Webster definește «un timp» ca «o perioadă» și apoi ca «un timp», ceea ce nu pare prea util. Poate că ar trebui să spunem: «Timpul este ceea ce trece, cînd nimic nu se petrece». Și în acest caz nu mergem prea departe. Poate că-i mai bine să admitem că timpul este una din noțiunile pe care, probabil, nu le putem defini ca într-un dicționar și să spunem doar că el este ceea ce deja știm: cît așteptăm!"

Dar chestiunea poate fi pusă și într-altfel. După cum se știe, există proprietăți generale ale corpurilor, precum sînt: întinderea, nepenetrabilitatea etc. Nu numai corpurile, ci și fenomenele au proprietăți generale; timpul este o astfel de proprietate, întîlnită la toate fenomenele. Însă proprietățile generale ale corpurilor, ca și ale fenomenelor, nu pot fi definite, nu pot fi deosebite rațional între ele, ci numai „simțite". Bunăoară, nu putem defini proprietatea de „amăreală" a unei substanțe, nu putem face pe oricine să înțeleagă ce este aceea „amăreală" dacă nu-i dăm prilejul să o simtă. La fel, nu putem spune ce înseamnă „durata" unui fenomen. Fizica ia cunoștință de existența unor astfel de proprietăți, dar nu caută să pătrundă în natura lor, să lămurească esența lor; rolul acesta îi revine filozofiei.

Scanned with CamScanner

măsurat. După cum se ştie, a măsura o mărime înseamnă a stabili de cîte ori se cuprinde în ea o altă mărime de aceeaşi natură, aleasă ca unitate. Prin operaţia de măsurare, oricărei mărimi brute A îi corespunde o valoare numerică (măsurată) a, definită prin raportul:

$$a = \frac{A}{[a]},$$

în care $[a]$ reprezintă unitatea de măsură a mărimii considerate.

Să transpunem şi timpului fizic aceste consideraţii. Trebuie să admitem că orice interval de timp are, în primul rînd, o mărime brută, care există ca atare, independent de orice măsurătoare. Căci, înainte de a măsura „ceva", trebuie ca acel „ceva" să existe.

Timpul fizic brut nu trebuie considerat ca un timp absolut, în sens newtonian; nu este un timp fără nici o legătură cu fenomenele din natură. Dimpotrivă, timpul brut la care ne referim depinde de fenomenele înconjurătoare, fiind produs prin desfăşurarea lor.

Pentru a măsura un interval de timp brut T în care se desfăşoară un fenomen fizic dat, trebuie să stabilim de cîte ori se cuprinde în el un alt interval de timp $[t]$, considerat ca unitate de măsură. Valoarea numerică Δt a intervalului de timp brut T este:

$$\Delta t = \frac{T}{[t]}. \qquad \text{(II.8.2)}$$

Observăm că noţiunii de timp îi corespund în fizică două mărimi, *timpul brut* şi *timpul măsurat*, iar nu o singură mărime, cum se consideră de obicei. După cum vom vedea, chiar în cuprinsul acestui capitol, faptul prezintă importanţă pentru teoria relativităţii.

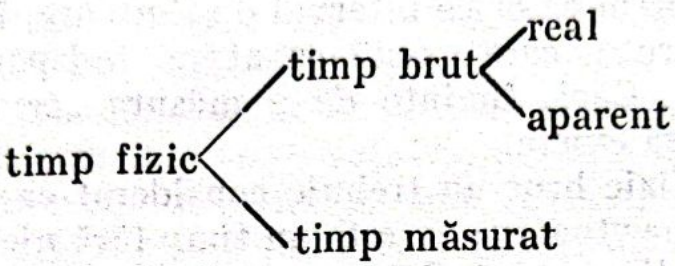
O altă caracteristică a timpului fizic este *variabilitatea* lui, datorită căreia îl putem mări sau micşora, dilata sau contracta. Cînd trecem de la o valoare mai mică a unui interval de timp la o valoare mai mare, se spune că timpul „se dilată". Expresia nu este corectă, deoarece numai substanţele se dilată; or, timpul nu este substanţă. Expresia a fost introdusă aici de partizanii numeroşi ai substanţialităţii timpului.

a) După cum arată formula (II.8.2) putem să mărim sau să micşorăm timpul măsurat Δt, corespunzător unui timp brut T, dacă schimbăm unitatea de măsură $[t]$. Cu cît unita-

Scanned with CamScanner

tea de măsură este mai mică, cu atît valoarea numerică a timpului măsurat este mai mare. Bunăoară, durata zilei solare medii, adică durata medie a unei rotaţii a Pămîntului în jurul axei lui, este de 24 ore, dacă alegem ca unitate de timp ora; este de 1440 de minute sau de 86 400 de secunde, dacă unitatea de măsură a timpului este minutul, respectiv secunda.

b) Timpul brut al unui fenomen poate să fie nu numai real, ci şi aparent. Este real, pentru un observator în repaus faţă de locul unde se produce fenomenul respectiv, şi este aparent, pentru un observator în mişcare faţă de fenomen.[1] Următoarea schemă cuprinde aceste categorii de timp:



Timpul brut al unui fenomen este determinat de viteza cu care se desfăşoară fenomenul. De foarte multe ori, un acelaşi fenomen fizic poate fi făcut să se desfăşoare mai repede sau mai încet. Cu cît se desfăşoară mai încet, cu atît timpul brut respectiv este mai mare. De pildă, să considerăm timpul brut în care se produc 20 de oscilaţii ale unui pendul. Dacă încetinim oscilaţiile, deci dacă micşorăm viteza cu care se mişcă pendulul, cele 20 de oscilaţii vor dura mai mult, adică se vor efectua într-un interval mai mare de timp.

Timpul brut aparent intervine în studiul unor fenomene, cum este bunăoară *efectul Doppler*, care se produce atunci cînd o sursă de oscilaţii (elastice sau electromagnetice), producătoare de unde, este cercetată de observatori în mişcare, avînd viteze diferite în raport cu sursa. Fiecare observator găseşte pentru sursă o altă perioadă brută aparentă, datorită undelor care ajung la el.

---

[1] Mărimea unui interval de timp depinde atît de fenomenul care îi este ataşat, cît şi de observatorul care îl cercetează. Un interval de timp este cu adevărat *real* cînd poate fi variat de către observator numai acţionînd direct asupra fenomenului de care este legat. Acest fapt este posibil cînd observatorul se află în repaus faţă de locul unde se produce fenomenul. Dimpotrivă, un interval de timp este *aparent* cînd poate fi variat indirect, acţionînd nu asupra fenomenului însuşi, ci asupra vitezei observatorului care cercetează acest fenomen de la distanţă. Unui timp brut real poate să-i corespundă o infinitate de timpuri aparente, după viteza observatorilor.

Scanned with CamScanner

De asemenea, timpul brut aparent intervine la *efectul relativist* de dilatare a timpului. Există, dealtfel, o perfectă analogie între aceste două efecte; ambele sînt produse prin mişcarea observatorilor faţă de locul unde se desfăşoară fenomenul studiat, ceea ce înseamnă că ele sînt efecte aparente. Dar între aceste două efecte există şi deosebiri fundamentale:

1) Efectul Doppler se produce numai cu fenomene periodice, generatoare de unde; el relevă atît dilatarea, cît şi contracţia timpului.

2) Efectul relativist se produce cu toate fenomenele, atît periodice cît şi neperiodice; el relevă numai dilatarea timpului.

Această calitate a timpului fizic brut, de a putea fi mărit sau micşorat după voie, variind viteza de producere a fenomenului, lipseşte celorlalte categorii de timp. Nici timpul biologic şi nici timpul psihic nu pot fi variate după voie, întrucît nu putem varia în mod deliberat viteza proceselor vitale, legate de aceste timpuri. Bunăoară, să considerăm intervalul de timp brut în care se execută 70 de bătăi de inimă. Nu putem dilata acest interval de timp brut, deoarece nu putem să variem după voinţă frecvenţa bătăilor de inimă. Nu putem face ca cele 70 de bătăi de inimă să se efectueze nu într-un minut — cît este frecvenţa medie la om — ci în 40 sau în 100 de minute.

Datorită acestor proprietăţi fundamentale s-au putut construi „ceasornicele", dispozitive pentru măsurarea timpului fizic. Ele prezintă calitatea remarcabilă de a avea un mers uniform şi pot fi reglate să meargă mai repede sau mai încet, după voie. Dar numai ceasornicele fizice, bazate pe fenomene fizice (mecanice, electrice etc.) îndeplinesc aceste condiţii. Ceasornicele biologice, chiar dacă ar putea fi construite, tot nu ar fi de nici un folos, căci nu ar putea fi reglate, întrucît nu putem să variem în mod convenabil viteza fenomenelor biologice.

După aceste noţiuni sumare cu privire la timpul fizic, să revenim la problema ce ne-a propus s-o lămurim. Vom cerceta influenţa sincronizării cuplate asupra comportării timpului fizic în cele două sisteme inerţiale O' şi O.

Considerăm un fenomen fizic produs în sistemul O'; observatorul O' stabileşte că acest fenomen se desfăşoară în

Scanned with CamScanner

intervalul de timp măsurat $\Delta t'$. Pentru observatorul O, acest interval de timp este Δt. Știind că:

$$\Delta t' = \frac{T'}{[t']} \quad \text{și} \quad \Delta t = \frac{T}{[t]},$$

deducem:

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = \frac{T'}{T} \frac{[t]}{[t']}. \qquad \text{(II.8.3)}$$

Vom considera două cazuri, după ipotezele ce se pot imagina cu privire la comportarea timpului brut.

a) În concepția relativistă, timpul brut, ca și timpul măsurat, al unui fenomen fizic prezintă mărimi diferite, după situația observatorilor față de locul unde se produce fenomenul. Astfel, în cazul de față, cei doi observatori O' și O consideră că timpul brut al fenomenului are două valori diferite: T' și T. Pe de altă parte, sincronizarea ceasornicelor din referințialele respective face ca raportul $\Delta t'/\Delta t$ să capete valoarea α. Dacă unitățile de timp, folosite de cei doi observatori, sînt egale între ele, $[t']=[t]$, urmează din formula (II.8.3):

$$T' = \alpha T, \qquad \text{(II.8.4)}$$

rezultat care exprimă dilatarea timpului brut: $T > T'$. Așadar, sincronizarea ceasornicelor din referențialele inerțiale are ca efect nu numai dilatarea timpului măsurat, ci și a timpului brut, pentru observatorul în mișcare față de locul unde se produce fenomenul; este vorba deci de o dilatare aparentă.

Teoria relativității einsteiniene a introdus aici o ipoteză îndrăzneață, senzațională, după care timpul brut se dilată de la sine, ca și cm ar fi o substanță, potrivit formulei (II.8.4). Cu alte cuvinte, nu sincronizarea ceasornicelor produce dilatarea aparentă a timpului brut, ci, dimpotrivă, dilatarea reală, misterioasă, a timpului brut modifică mersul ceasornicelor, pentru a realiza sincronizarea lor, astfel ca raportul $\Delta t'/\Delta t$ să devină egal cu α. Timpul apare în această concepție ca o forță capabilă să influențeze instrumentele de măsură (ceasornicele fizice), ca și organismele biologice.

Toate publicațiile relativiste menționează această dilatare a timpului, care se realizează spontan, întrucît ea se aplică și fenomenelor biologice. Astfel, după Max Born[1]: „Toate

[1] Max Born, *Teoria relativității a lui Einstein*, p. 283, Editura științifică, 1969.

Scanned with CamScanner

oscilaţiile atomice, chiar şi procesele vitale, se comportă întocmai ca şi ceasornicele". De asemenea, fizicianul american Feynman[2], laureat al Premiului Nobel pentru fizică, se exprimă precum urmează: „... va trebui să admitem că timpul însuşi pare că se scurge mai încet într-o navă cosmică. Toate fenomenele din această navă: ritmul pulsului la om, procesele sale de gîndire, timpul în care aprinde o ţigară, timpul necesar ca să crească şi să îmbătrînească, toate aceste fenomene trebuie să se încetinească în aceeaşi măsură, ca urmare a faptului că omul din navă nu poate să ştie dacă se mişcă sau nu. Biologii şi medicii spun uneori că nu este chiar sigur că timpul în care se dezvoltă cancerul ar putea fi mai lung într-o navă cosmică. Dar pentru un fizician modern, faptul este aproape sigur; în caz contrar, ritmul dezvoltării cancerului ar putea fi folosit pentru determinarea vitezei unei nave cosmice".

Să recunoaştem: este o ipoteză cam fantastică, mai mult metafizică decît fizică. Ea a putut fi admisă atîta timp cît nu s-a cunoscut rolul sincronizării ceasornicelor, ca o condiţie *sine qua non* a valabilităţii principiului relativităţii. Astăzi însă, cînd cunoaştem acest rol, ar fi momentul să renunţăm la ideea absurdă, după care timpul acţionează ca o forţă motoare, putînd să modifice mersul ceasornicelor fizice.

b) În concepţia semirealtivistă numai timpul brut are un caracter absolut, fiind acelaşi pentru toţi observatorii, indiferent de situaţia lor faţă de locul unde se produce fenomenul studiat. În cazul de faţă vom admite că $T'=T$, astfel că obţinem din (II.8.3):

$$\Delta t'[t']=\Delta t[t], \qquad \text{(II.8.5)}$$

formulă care exprimă *legea invarianţei timpului brut: pentru toţi observatorii unui fenomen fizic, produsul dintre intervalul de timp măsurat şi unitatea de timp respectivă are aceeaşi valoare.*

Ca să obţinem valoarea α pentru raportul intervalelor de timp măsurate — aşa cum cere principiul relativităţii — trebuie ca între unităţile de timp folosite de observatori să existe relaţia:

$$[t]=\alpha[t'], \qquad \text{(II.8.6)}$$

ceea ce înseamnă că unitatea de timp $[t']$ din sistemul unde se produce fenomenul trebuie să fie mai mare decît unitatea de timp $[t]$ din sistemul unde se observă fenomenul.

---

[2] R. P. Feynman, *Fizica modernă*, vol. I. p. 251. Editura tehnică, 1969.

Scanned with CamScanner

În concluzie, *dilatarea timpului din teoria relativității restrînse este o consecință directă a sincronizării sistemelor inerțiale. Nu este vorba de o dilatare spontană, pe care ar produce-o natura, ci de o dilatare produsă de observatori, prin sincronizarea ceasornicelor. În toate cazurile, dilatarea timpului ca efect relativist este tot așa de aparentă ca și dilatarea timpului ca efect Doppler.*

Rezultatele la care am ajuns ne permit să interpretăm unele fenomene, pe care fizica clasică nu le poate explica. Ne referim la acele cazuri cînd, pentru un același fenomen fizic, diverși observatori determină diverse intervale de timp diferite între ele. Cum se poate ca un același fenomen fizic să se desfășoare simultan în intervale de timp diferite?

Pentru a preciza ideile, să presupunem un fenomen fizic cercetat de doi observatori: unul (O'), în repaus față de locul unde se produce fenomenul și altul (O), în mișcare rectilinie și uniformă față de acel loc. Primul observator găsește că durata fenomenului este $\Delta t'$, iar cel de al doilea găsește durata Δt.

În fizica clasică s-a admis că $\Delta t' = \Delta t$, potrivit *conceptiei timpului absolut*, după care *durata oricărui fenomen este aceeași pentru toți observatorii, indiferent de situația lor față de fenomenul observat.* Dar cercetările mai recente au arătat că, în anumite cazuri (cînd viteza relativă a observatorilor este foarte mare), aceste două intervale de timp sînt diferite între ele. Apare astfel un conflict între observație și teorie, conflict pe care fizica clasică nu poate să-l rezolve, dar pe care fizica relativistă îl elimină foarte simplu.

Iată un exemplu: considerăm observațiile lui D. H. Frisch și J. H. Smith[1] cu privire la dezintegrarea miuonilor[2]. Acești fizicieni au arătat că un contor instalat la altitudinea de 1910 metri (pe muntele Washington din New Hampshire, S.U.A), înregistrează în fiecare oră cîte 563 de miuoni cu viteza $v = 0{,}994\, c = 2{,}982 \cdot 10^8$ m/s. Dar, la nivelul mării, contorul înregistrează numai 408 miuoni pe oră deoarece, în timpul parcursului, o parte din miuoni se dezintegrează și nu mai sînsemnalați de aparat. *Timpul de dezintegrare* al miuonilor repret

---

[1] D. H. Frisch and J. H. Smith, în „American Journal of Physics", 31, p. 342, 1963.

[2] Miuonii sînt particule din radiația cosmică cu masa de repaus de aproximativ 206 mase electronice, ce iau naștere la o altitudine de cîțiva kilometri și se dezintegrează spontan într-un electron, un neutron și un antineutrin.

Scanned with CamScanner

zintă aici intervalul de timp în care numărul de miuoni scade de la 563 la 408 miuoni pe oră. Acest interval de timp poate fi calculat de doi observatori O' și O, aflați în situațiile cunoscute:

a) Observatorul O', în repaus față de fenomenul dezintegrării, poate calcula timpul de dezintegrare $\Delta t'$ folosind legea dezintegrării (cunoscută de la transformările radioactive):

$$N = N_0 \exp.\left(-\frac{\Delta t'}{\tau'}\right), \qquad \text{(II.8.7)}$$

unde N_0 reprezintă numărul de particule la momentul inițial (ales arbitrar), N numărul de particule existent după intervalul de timp $\Delta t'$, iar τ' viața medie a particulelor (mărime care se determină în laborator), egală cu $2{,}21 \cdot 10^{-6}$ s.

Așadar, punînd legea dezintegrării miuonilor sub forma

$$408 = 563 \exp.\left(-\frac{\Delta t'}{2{,}21 \cdot 10^{-6}}\right),$$

se obține:

$$\Delta t' = 0{,}712 \cdot 10^{-6}\ \text{s}.$$

b) Observatorul O, pentru care fenomenul de dezintegrare se petrece în timpul mișcării miounilor, poate să folosească o altă cale pentru calcularea timpului de dezintegrare Δt. În adevăr, în timp ce miuonii se dezintegrează între limitele indicate de contori, ei străbat uniform distanța $L = 1910$ m, cu viteza $v = 2{,}982 \cdot 10^8$ m/s. Din legea mișcării uniforme deducem:

$$\Delta t = \frac{L}{v} = \frac{1910}{2{,}982 \cdot 10^8} = 6{,}41 \cdot 10^{-6}\ \text{s}.$$

Avem aici un exemplu tipic de dilatare a timpului măsurat, în cazul unui observator în mișcare față de locul unde se produce fenomenul. Un același timp de dezintegrare a miuonilor este de 0,712 μs pentru un observator și de 6,41 μs pentru pentru un alt observator. Aceasta este faptul pe care fizica clasică nu poate să-l explice. Dimpotrivă, considerațiile relativiste justifică foarte simplu aceste valori diferite ale timpului de dezintegrare.

Pentru a aplica aici teoria relativității restrînse, trebuie să presupunem că cei doi observatori, O' și O, își propun fiecare să stabilească legea dezintegrării miuonilor.

a) Observatorul O' poate stabili această lege în laborator, folosind metodele de studiu ale fizicii nucleare. Fiind în repaus față de miuoni, el găsește că aceste particule se dezintegrează

Scanned with CamScanner

după legea cunoscută, a transformărilor radioactive, exprimată prin formula (II.8.7).

b) Deoarece miuonii sînt în mişcare faţă de observatorul O, acesta nu poate să stabilească direct, experimental, legea dezintegrării lor. Dar el poate să ajungă la această lege în mod indirect, aplicînd principiul relativităţii restrînse, întrucît este vorba aici de un fenomen (dezintegrarea miuonilor, de la N_0 la N) cercetat de doi observatori aflaţi în situaţii diferite. Potrivit principiului relativităţii, legea dezintegrării miuonilor trebuie să aibă aceeaşi formă pentru ambii observatori. În consecinţă, legea (II.8.7), stabilită de observatorul O' trebuie să fie valabilă şi pentru observatorul O, cînd ceasornicele lor sînt sincronizate cuplat. Astfel, legea dezintegrării miuonilor se prezintă şi pentru observatorul O sub forma:

$$N=N_0 \exp.\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right). \qquad \text{(II.8.8)}$$

Pentru a verifica valabilitatea acestei formule, deducem din relaţiile (II.8.7) şi (II.8.8):

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t}=\frac{\tau'}{\tau}. \qquad \text{(II.8.9)}$$

Pe de altă parte, am văzut că, prin sincronizarea cuplată a ceasornicelor, putem face să avem:

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t}=\alpha=\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}.$$

Introducînd aici valorile numerice respective, obţinem

$$\alpha=\frac{\Delta t'}{\Delta t}=\frac{0{,}712\cdot 10^{-6}}{6{,}41\cdot 10^{-6}}=0{,}11$$

$$\alpha=\sqrt{1-0{,}994^2}=0{,}11$$

Aşadar, valoarea lui α, calculată pe două căi, după cum indică teoria relativităţii, verifică perfect de bine formula (II.8.8), ceea ce înseamnă că cele două valori diferite ale timpului de dezintegrare pentru miuoni nu sînt valori la întîmplare, ci ele se încadrează exact în legea relativistă a dilatării timpului măsurat.

Pe baza formulei (II.8.8) putem să calculăm viaţa medie a miuonilor în mişcare, din radiaţia cosmică. Avem:

$$408=563\ \exp\left(-\frac{6{,}41\cdot 10^{-6}}{\tau}\right)$$

şi efectuînd calculele, obţinem:

$$\tau=19{,}9\cdot 10^{-6}\ \text{s}.$$

Scanned with CamScanner

Teoria relativității ne permite să facem acest calcul și într-altfel, știind că raportul $\frac{\tau'}{\tau}=\alpha$. Deducem de aici:

$$\tau=\frac{\tau'}{\alpha}=\frac{2{,}21\cdot10^{-6}}{0{,}11}=20{,}1\cdot10^{-6}\ \text{s},$$

rezultat în bună concordanță cu valoarea precedentă.

Astfel, teoria relativității restrînse este pe deplin verificată de observațiile lui Frisch și Smith, permițînd totodată o interpretare justă a acestor observații ce infirmă direct concepția timpului absolut (după care timpul de dezintegrare ar trebui să fie același pentru ambii observatori).

Concepția semirelativistă a timpului, așa cum am expus-o mai sus, permite, de asemenea, să explicăm rezultatele lui Frisch și Smith considerînd că observatorii O' și O folosesc unități de timp diferite, care satisfac însă principiul relativității. Între secundele s' și s, cu care trebuie să lucreze acești observatori, există relația (II.8.6), care, în acest caz, are forma:

$$s=0{,}11s'.$$

Valorile numerice diferite ale timpului de dezintegrare trebuie să satisfacă legea invarianței timpului brut, reprezentată de formula (II.8.5):

$$6{,}41\cdot10^{-6}\ \text{s}\approx0{,}712\cdot10^{-6}\ \text{s}'.$$

Introducînd aici relația dintre cele două secunde, obținem:

$$6{,}41\cdot10^{-6}\cdot0{,}11\ \text{s}'=0{,}71\cdot10^{-6}\ \text{s}',$$

valoare foarte apropiată de cea obținută anterior. Astfel, observațiile fizicienilor americani pot fi interpretate și atunci cînd timpul brut are un caracter absolut, fiind același pentru toți observatorii.

În sfîrșit, drumul l pe care îl pot străbate miuonii în decursul vieții medii τ este, pentru observatorul O:

$$l=v\tau=2{,}982\cdot10^{8}\cdot20{,}1\cdot10^{-6}=5995\ \text{m},$$

o lungime superioară distanței de 1910 m, ceea ce justifică prezența miuonilor la nivelul mării.

Dacă facem acest calcul pe baza fizicii clasice, considerînd că viața medie a miuonilor trebuie să aibă aceeași valoare τ', indiferent că observatorii se află în repaus sau în mișcare

Scanned with CamScanner

față de locul unde se produce fenomenul, dăm peste un dezacord flagrant. În adevăr, dacă introducem în calculul precedent valoarea lui τ', avem:

$$l' = v\tau' = 2{,}982 \cdot 10^8 \cdot 2{,}21 \cdot 10^{-6} = 659 \text{ m},$$

o lungime inferioară distanței de 1910 metri, pe care o au de străbătut miuonii pentru a ajunge la nivelul mării. Acest rezultat nu poate explica de ce miuonii, apăruți la o altitudine de aproximativ 2 km și avînd o viață medie așa de scurtă, pot fi detectați la nivelul mării, cînd ei ar trebui să dispară cu toții la o treime din drum. Explicația corectă pe care o dă teoria relativității constituie, totodată, o confirmare strălucită a acestei teorii.

Calculul precedent, bazat pe fizica clasică, poate fi reconsiderat, dîndu-i o interpretare relativistă. Pentru teoria relativității, lungimile l și l' reprezintă drumurile străbătute de miuoni în decursul vieților medii τ și, respectiv, τ'. Sînt două valori pentru drumul străbătut, așa după cum sînt două valori pentru timpul determinat de cei doi observatori, aflați în situații diferite față de fenomen.

Lungimea l reprezentînd drumul străbătut de miuoni în sistemul O, este o lungime statică (reală), întrucît observatorul O se află în repaus față de ea. Lungimea l' nu reprezintă drumul străbătut de miuoni în sistemul O', deoarece acest sistem se mișcă prin spațiu odată cu miuonii. Ea reprezintă o lungime din sistemul O, pe care o determină observatorul O' în mișcare; este, deci, o lungime cinematică (aparentă). Potrivit teoriei relativității, între lungimea cinematică l' și lungimea statică l există relația:

$$l'_{cin} = \alpha \, l_{stat},$$

de unde:

$$l_{stat} = \frac{l'_{cin}}{\alpha} = \frac{[659]}{0{,}11} = 5990 \text{ m},$$

rezultat în excelentă concordanță cu valoarea calculată anterior pentru drumul l.

În concluzie, studiul dezintegrării miuonilor din razele cosmice, așa cum a fost conceput de Frisch și Smith, permite o interpretare fizică foarte simplă, considerînd că timpul de dezintegrare al miuonilor se dilată datorită sincronizării ceasornicelor din sistemele inerțiale. Nu poate fi adevărat ceea ce se afirmă astăzi, că miuonii și-ar dilata ei singuri timpul

Scanned with CamScanner

de dezintegrare. În realitate, timpul lor de dezintegrare este dilatat de observatori, prin sincronizarea ceasornicelor, pentru a face valabil principiul relativității.

Totuși, explicațiile obișnuite ale observațiilor lui Frisch și Smith se bazează pe interpretarea metafizică a teoriei relativității, după care există o dilatare spontană a timpului fără să fie necesară o sincronizare cuplată a sistemelor inerțiale. După cum am spus, acest punct de vedere nu poate fi acceptat în fizică, unde timpul este totdeauna legat de desfășurarea unui fenomen real. Timpul de dezintegrare Δt, determinat experimental, este o realitate de necontestat; el dovedește că legea dezintegrării miuonilor cosmici are alți parametri decît legea asemănătoare, convenabilă miuonilor din laborator (în repaus). Se pune deci întrebarea: de ce dezintegrarea miuonilor cosmici diferă de dezintegrarea miuonilor din laborator?

Pentru că miuonii din radiația cosmică au altă masă decît miuonii din laborator. Viteza mare a ionilor cosmici conferă acestora o masă m cu mult mai mare decît masa de repaus m_0 a miuonilor din laborator. Să însemnăm cu E și E_0 energiile intrinseci respective ale celor două categorii de miuoni, ale căror mase sînt m și, respectiv, m_0. După formula lui Einstein, avem:

$$E=mc^2 \qquad E_0=m_0c^2,$$

unde c este viteza luminii în vid. De asemenea, însemnăm cu γ *debitul dezintegrării*, care exprimă energia pierdută în unitatea de timp de particulă, prin dezintegrare. Admitem că acest debit este același pentru ambele procese de dezintegrare. Deoarece într-o viață medie τ, respectiv τ_0, miuonul își pierde prin dezintegrare întreaga energie intrinsecă, putem scrie:

$$E=\gamma\tau \qquad E_0=\gamma\tau_0.$$

Din aceste relații deducem:

$$\frac{E_0}{E}=\frac{m_0}{m}=\frac{\tau_0}{\tau}.$$

Întrucît potrivit teoriei relativității $\frac{m_0}{m}=\alpha$ (coeficientul relativist), obținem imediat formula dilatării vieții medii pentru miuonii cosmici. Astfel, la dezintegrarea miuonilor cosmici viața medie se mărește nu datorită (în mod simplu,

Scanned with CamScanner

metafizic) dilatării timpului, ci prelungirii fenomenului de dezintegrare, întrucît rezerva de energie a acestor miuoni este cu mult mai mare decît a miuonilor în repaus (din laborator). Cu alte cuvinte, dilatarea timpului, legată de dezintegrarea miunolor cosmici, nu este un efect relativist direct, ci unul indirect, un efect energetic, rezultat din consideraţii relativiste (variaţia masei cu viteza).

În încheiere să cercetăm consecinţele „paradoxale", deduse din teoria relativităţii restrînse. Ne ocupăm mai întîi de problema „călătorului lui Langevin".

După cum am mai spus, călătorul lui Langevin, pornit de pe Pămînt într-o rachetă foarte rapidă (cu viteza foarte puţin diferită de a luminii), îmbătrîneşte cu un an în vreme ce oamenii de pe Pămînt îmbătrînesc cu 100 de ani. Se poate arăta însă că faptele nu se petrec deloc aşa cum şi-au imaginat Langevin şi Einstein.

Potrivit celor expuse, nu timpul îşi încetineşte de la sine scurgerea în rachetă, ci ceasornicele trebuie să fie încetinite de observatori, pentru a realiza o scurgere mai lentă a timpului (ca să putem aplica principiul relativităţii). În condiţiile presupuse de Langevin, cînd un an pe rachetă trebuie să corespundă cu 100 ani pe Pămînt, trebuie să facem ca timpul să se scurgă de o sută de ori mai încet pe rachetă, decît pe Pămînt. De aceea, minutarul unui ceasornic, care pe Pămînt face un tur complet într-o oră, trebuie încetinit pe rachetă astfel încît să facă un tur în o sută de ore, adică aproximativ în 4 zile.

După cum reglăm ceasornicul de pe rachetă ca să-i încetinim mersul, pentru a face aplicabil principiul relativităţii, tot astfel trebuie să reglăm şi organismul omenesc de pe rachetă, încetinindu-i funcţiile vitale. Dacă pentru un om de pe Pămînt bătăile inimii au o frecvenţă de 70 pe minut, atunci, pentru călătorul lui Langevin, bătăile inimii trebuie aduse la o frecvenţă de o sută de ori mai mică. Deci, cele 70 de bătăi ale inimii ar trebui să se producă pe rachetă nu într-un minut, ci în o sută de minute terestre, adică aproximativ într-o oră şi jumătate, ceea ce înseamnă că ele ar trebui să se succeadă aproximativ la un minut şi jumătate una de alta. Să fim bine înţeleşi: cele 70 de bătăi ale inimii se produc pe rachetă tot într-un minut, dar minutul pe rachetă este dilatat mult faţă de minutul terestru.

În stadiul actual al ştiinţelor biologice, este însă cu neputinţă să încetinim bătăile inimii la o frecvenţă aşa de redusă.

Scanned with CamScanner

Şi chiar dacă s-ar reuşi această performanţă este îndoielnic că omul ar putea să trăiască. Iar dacă ar putea, în adevăr. să trăiască, atunci prelungirea tinereţii, ca şi a vieţii, prin încetinirea funcţiilor vitale, s-ar putea obţine tot aşa de bine nu numai în rachetă, ci şi pe Pămînt şi nu ar mai fi o problemă relativistă.

Din aceleaşi motive nu poate să existe un „paradox al gemenilor". Cînd copilul de pe Pămînt a împlinit vîrsta de 1 an, fratele său geamăn din rachetă a împlinit numai 3 zile şi jumătate. Nu e nimic extraordinar în aceasta, deoarece ziua pe rachetă este făcută să dureze cît aproximativ 3 luni pe Pămînt. Astfel, copilul din rachetă îşi continuă dezvoltarea exact ca fratele său geamăn de pe Pămînt, deoarece ceasornicele de lîngă el, reglate pentru o curgere încetinită a timpului, nu pot să-i influenţeze creşterea. Din punct de vedere biologic, ambii fraţi arată la fel, numai vîrstele lor sînt socotite cu ani diferiţi: anul de pe rachetă este mai lung decît cel terestru, fiind făcut să corespundă, prin sincronizarea ceasornicelor, cu o sută de ani tereştri.

II.9. CINEMATICA RELATIVISTĂ

Cinematica relativistă se întemeiază pe formulele de transformare ale lui Lorentz. Pornind de la aceste formule se ajunge uşor la relaţii cinematice, diferite de cele stabilite în mecanica clasică. Dar, la limită, cînd viteza v a mobilului tinde către zero sau viteza c a semnalului de legătură dintre sisteme tinde către infinit, formulele din cinematica relativistă regăsesc pe cele din mecanica clasică. Aceasta dovedeşte că cinematica clasică, precum şi întreaga dinamică clasică, este valabilă numai în cazul vitezelor v mici în comparaţie cu aceea a luminii. Dimpotrivă, cinematica relativistă se aplică în toate cazurile, atît la viteze v mici, cît şi la viteze mari, ceea ce înseamnă că cinematica relativistă nu anulează (nu infirmă) cinematica clasică, ci o completează, mărindu-i domeniul de aplicabilitate.

Vom expune aici două probleme de cinematică relativistă, interesante prin soluţiile neobişnuite la care conduc şi pe care experienţa le-a confirmat cu toată precizia.

a) *Compunerea vitezelor.* Un caz simplu de compunere a vitezelor l-am expus în capitolul I.4, cînd am studiat relati-

Scanned with CamScanner

vitatea clasică. Am considerat un punct material în mişcare rectilinie şi uniformă de-a lungul axei x'-lor. Observatorul O' stabileşte pentru acest mobil legea de mişcare:

$$x'=w't'.$$

Ca să cunoaştem legea pe care observatorul în mişcare O o stabileşte în acest caz, intervenim cu formulele de transformare ale lui Galilei. Obţinem, după cum am arătat:

$$x=wt,$$

în care $w=w'+v$, unde v este viteza mişcării relative a sistemelor inerţiale din care se studiază această mişcare. Formula precedentă a lui w exprimă *legea compunerii vitezelor* din mecanica clasică.

Pentru a obţine legea compunerii vitezelor în mecanica relativistă, să reluăm acest calcul, dar să folosim formulele de transformare ale lui Lorentz:

$$\frac{1}{\alpha}(x-vt)=w'\frac{1}{\alpha}\left(t-\frac{vx}{c^2}\right),$$

de unde

$$x=\frac{w'+v}{1+\frac{w'v}{c^2}}t.$$

Comparînd această formulă cu cea stabilită de observatorul O, deducem:

$$w=\frac{w'+v}{1+\frac{w'v}{c^2}}, \qquad \text{(II.9.1)}$$

care este formula compunerii vitezelor din cinematica relativistă, în cazul simplu, cînd mobilul se mişcă de-a lungul axei $O'x'$ (Ox).

La această formulă putem ajunge şi într-altfel, în cadrul interpretării geometrice a formulelor lui Lorentz. În adevăr, potrivit formulei (II.6.17), putem defini unghiurile imaginare ψ şi ψ' prin formulele:

$$\operatorname{tg}\psi=\mathrm{i}\frac{v}{c} \quad \text{şi} \quad \operatorname{tg}\psi'=\mathrm{i}\frac{w'}{c}.$$

De asemenea, definim unghiul rezultant $\psi+\psi'$ prin formula

$$\operatorname{tg}(\psi+\psi')=\mathrm{i}\frac{w}{c}.$$

Scanned with CamScanner

Să înmulţim această formulă cu ic:

$$ic \operatorname{tg}(\psi+\psi') = -w,$$

sau, ţinînd seama de formula trigonometrică pentru tangenta sumei a două unghiuri

$$w = -ic\frac{\operatorname{tg}\psi+\operatorname{tg}\psi'}{1-\operatorname{tg}\psi\operatorname{tg}\psi'} = -ic\frac{i\frac{w'}{c}+i\frac{v}{c}}{1-i\frac{w'}{c}i\frac{v}{c}} = \frac{w'+v}{1+\frac{w'v}{c^2}}.$$

După cum se vede, formula relativistă a compunerii vitezelor admite o interpretare geometrică foarte simplă: ea reprezintă tangenta sumei a două unghiuri imaginare.

O proprietate importantă a acestei formule este consecvenţa ei surprinzătoare în ceea ce priveşte constanţa vitezei luminii în vid. Astfel, dacă se însumează viteza luminii în vid cu oricare altă viteză (mai mică decît cea a luminii), rezultatul nu este, ca în mecanica clasică, o viteză superioară celei a luminii în vid, ci însăşi această viteză. Bunăoară, să presupunem că în sistemul O' este lansat un semnal luminos de-a lungul axei x'-lor, cu viteza în vid $w'=c$; sistemul O' se mişcă faţă de O cu viteza v. Observatorul O determină pentru viteza luminii în vid o valoare w, rezultată din compunerea vitezelor c şi v. Aplicînd formula (II.9.1), obţinem:

$$x = \frac{c+v}{1+\frac{cv}{c^2}} = \frac{c\left(1+\frac{v}{c}\right)}{1+\frac{v}{c}} = c,$$

aşa cum prevede postulatul constanţei vitezei luminii în vid. Prin acest postulat se afirmă, totodată, că nici o viteză nu poate să fie mai mare decît viteza luminii în vid, care este limita superioară a vitezelor fizice.

Verificarea experimentală a formulei (II.9.1) este legată de experienţa lui Fizeau, prin care s-a confirmat formula lui Fresnel (II.1,3):

$$c_1 = c + v\left(1-\frac{1}{n^2}\right),$$

în care c este viteza luminii pentru un mediu în repaus faţă de observator, c_1 viteza luminii pentru acelaşi mediu, dar în

Scanned with CamScanner

mişcare cu viteza v faţă de observator, iar n indicele de refracţie al acestui mediu. Se poate arăta că formula de mai sus, a lui Fresnel, este un caz particular al formulei (II.9.1), de compunere relativistă a vitezelor.

În adevăr, experienţa lui Fizeau presupune două sisteme inerţiale: sistemul O', în care lumina se propagă cu viteza $w'=c$ prin apa care se mişcă odată cu acest sistem, şi sistemul O, al observatorului legat de Pământ, faţă de care primul sistem se mişcă cu viteza v. Pentru lumina care se propagă prin apa din sistemul O', observatorul O determină viteza c_1, rezultată din compunerea vitezelor c şi v.

Calculînd rezultanta c_1 cu ajutorul formulei (II.9.1), avem:

$$c_1=\frac{c+v}{1+\frac{cv}{c_0^2}},$$

unde c_0 este viteza luminii în vid, aceeaşi pentru toate sistemele inerţiale. Deoarece v este foarte mic în comparaţie cu viteza luminii, putem lua

$$c_1=(c+v)\left(1-\frac{cv}{c_0^2}\right).$$

Indicele de refracţie absolut al apei fiind:

$$n=\frac{c_0}{c},$$

scoatem de aici valoarea lui c şi, introducînd-o în formula lui c_1, obţinem:

$$c_1=\left(v+\frac{c_0}{n}\right)\left(1-\frac{v}{c_0 n}\right).$$

Efectuînd înmulţirile respective şi neglijînd termenul în v^2, avem:

$$c_1=\frac{c_0}{n}+v\left(1-\frac{1}{n^2}\right),$$

care este tocmai formula lui Fresnel. Astfel, verificarea experimentală a acestei formule prin experienţa lui Fizeau din 1851, ca şi prin experienţa Michelson-Morley din 1886, reprezintă totodată confirmarea experimentală a formulei de compunere a vitezelor din relativitatea einsteiniană.

Să considerăm acum un caz mai general: mobilul cu care am demonstrat legea compunerii vitezelor se mişcă nu pe di-

Scanned with CamScanner

recția axei Ox ($O'x'$), ci după o direcție oarecare. Însemnăm cu $w'_{x'}$, $w'_{y'}$, $w'_{z'}$, proiecțiile vitezei w (determinată de observatorul O') și cu w_x, w_y, w_z proiecțiile vitezei w (determinată de observatorul O). Proiecția mișcării mobilului pe axa $O'x'$ ascultă de legea

$$x' = w'_{x'}\, t'$$

și, procedînd ca mai sus (înlocuind în demonstrația respectivă pe w' prin $w'_{x'}$), obținem

$$w_x = \frac{w'_{x'} + v}{1 + \frac{v w'_{x'}}{c^2}}. \qquad \text{(II.9.2)}$$

Să refacem calculul, pornind de la proiecția mișcării mobilului pe axa Ox:

$$x = w_x t,$$

în care înlocuim pe x și t prin expresiile lor din (II.5.31):

$$\frac{1}{\alpha}(x' + vt') = w_x \frac{1}{\alpha}\left(t' + \frac{vx'}{c^2}\right),$$

de unde

$$x'\left(1 - \frac{v w_x}{c^2}\right) = (w_x - v)t'$$

și, cum $w'_{x'} = \frac{x'}{t'}$, avem

$$w'_{x'} = \frac{w_x - v}{1 - \frac{v w_x}{c^2}}, \qquad \text{(II.9.3)}$$

adică o formulă asemănătoare cu (II.9.2), cu singura deosebire că v este înlocuit cu $-v$.

Prin același procedeu de calcul putem obține proiecția w_y a vitezei w', știind că:

$$y = w_y t.$$

Avem:

$$y = y' = w_y \frac{1}{\alpha}\left(t' + \frac{vx'}{c^2}\right) = w_y \frac{t'}{\alpha}\left(1 + \frac{vx'}{c^2 t'}\right),$$

sau, cum $x' = w'_{x'} t'$, obținem:

$$y' = w_y \frac{t'}{\alpha}\left(1 + \frac{v w'_{x'}}{c^2}\right).$$

Scanned with CamScanner

Dar

$$\frac{y'}{t'} = w'_{y'}, \text{ astfel că rezultă:}$$

$$w_y = \frac{\alpha}{1 + \frac{vw'_{x'}}{c^2}} w'_{y'}. \qquad \text{(II.9.4)}$$

Iar dacă plecăm de la formula

$$y' = w'_{y'} t',$$

obţinem printr-un calcul analog

$$w'_{y'} = \frac{\alpha}{1 - \frac{vw_x}{c^2}} w_y.$$

În sfîrşit, procedînd în acelaşi fel, obţinem şi proiecţiile w_z şi $w'_{z'}$ ale vitezelor relative:

$$w_z = \frac{\alpha}{1 + \frac{vw'_{x'}}{c^2}} w'_z \quad w'_{z'} = \frac{\alpha}{1 - \frac{vw_x}{c^2}} w_z.$$

Legea compunerii vitezelor poate fi stabilită şi independent de postulatul constanţei vitezei luminiil. În cazul simplu al mobilului care se mişcă de-a lungul axei Ox ($O'x'$), putem scrie

$$x' = w't' = w'_o u',$$

unde $w'_o = \frac{w'}{c'}$ şi $u' = c't'$. Intervenind cu formulele de transformare (II.5.10) şi ştiind că $x = w_c u$, obţinem:

$$w_c = \frac{w'_{o'} + v_c}{1 + w_{o'} v_c}.$$

Admiţînd postulatul constanţei vitezei luminii $c = c'$, formula precedentă regăseşte legea compunerii vitezelor din relativitatea einsteiniană.

b) *Efectul Doppler.* Acest efect reprezintă variaţia frecvenţei undelor recepţionate de un observator care se apropie, respectiv se depărtează, de un izvor de unde. Astfel, dacă un izvor luminos se apropie de un observator (sau observatorul se apropie de izvorul luminos), frecvenţa undelor recepţionate de observator este mai mare decît a celor emise de izvor, aşa că liniile spectrale respective se deplasează spre violet.

Scanned with CamScanner

Dimpotrivă, dacă izvorul luminos se îndepărtează de observator, deplasarea liniilor spectrale se face către roşu.

În cazul undelor elastice, se consideră viteza u a observatorului, ca şi viteza v a izvorului de unde, în raport cu mediul de propagare. Dar pentru undele luminoase, sau, în general, pentru undele electromagnetice, teoria efectului Doppler trebuie reconsiderată, deoarece pentru astfel de unde nu există un mediu de propagare. Ceea ce se poate cunoaşte în acest caz este numai viteza relativă cu care observatorul şi izvorul de unde se mişcă unul în raport cu celălalt.

Ne propunem să calculăm perioada T a undelor recepţionate de un observator O (fig. 18) de la un izvor de unde S, care se mişcă faţă de observator pe direcţia SS_1 cu viteza relativă v. Fie T perioada undelor emise de izvorul S.

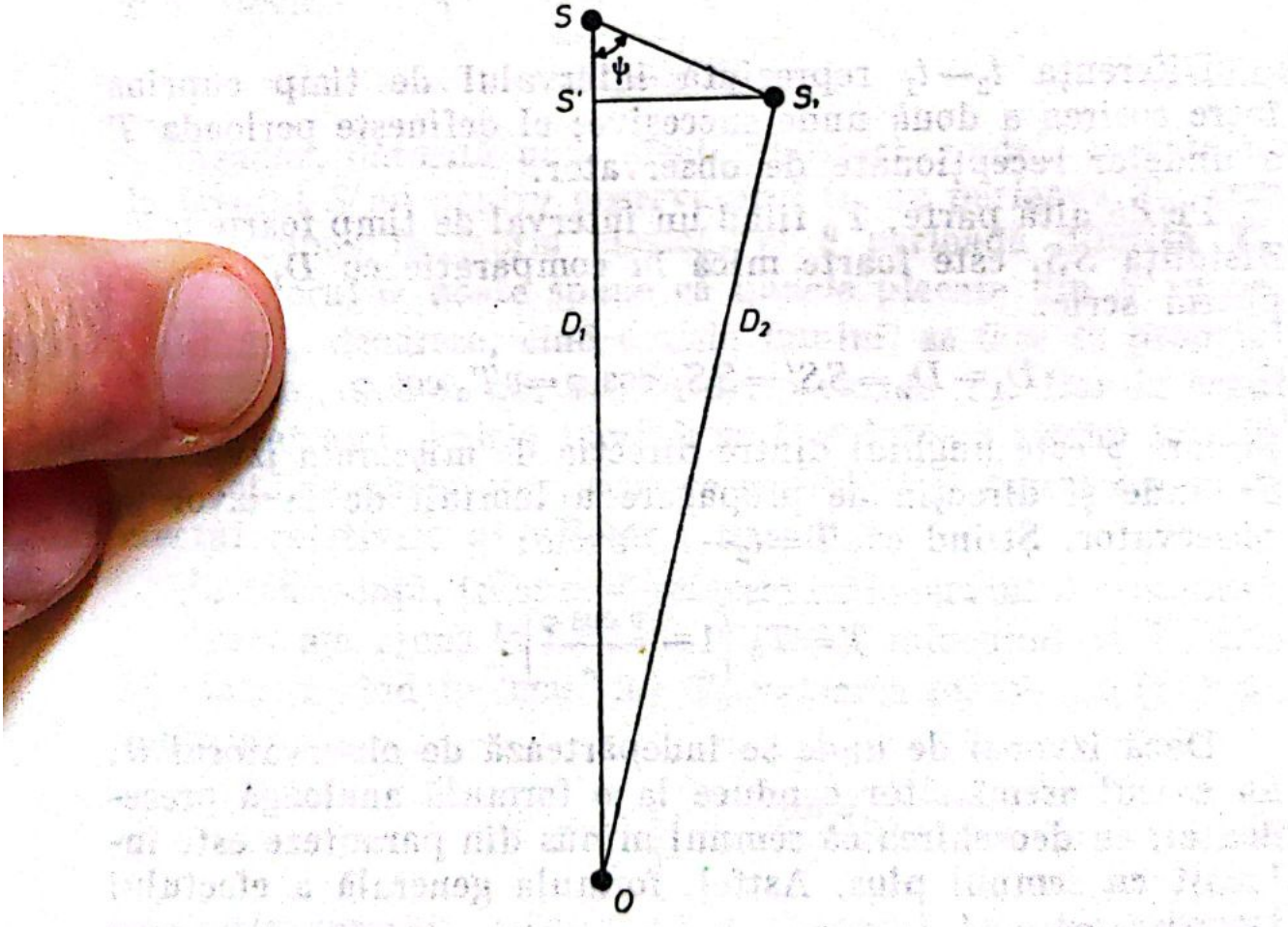


Fig. 18

La momentul t_0, determinat de observatorul O, din S pleacă o undă luminoasă; aceasta străbate distanţa $D_1=SO$ şi ajunge în O la momentul t_1:

$$t_1=t_0+\frac{D_1}{c}.$$

Scanned with CamScanner

După intervalul de timp T_0 de la plecarea primei unde, adică la momentul t_0+T_0, de la izvorul S pleacă o a doua undă. În acest moment, izvorul se află în poziţia S_1, astfel că: $SS_1=vT_0$. Observatorul O primeşte această undă la momentul t_2:

$$t_2=t_0+T_0+\frac{D_2}{c};$$

Precum se vede, în acest calcul am admis, ca în teoria relativităţii restrînse, că viteza luminii nu este influenţată de mişcarea izvorului luminos respectiv. Luînd diferenţa ultimelor două formule, avem:

$$t_2-t_1=T_0+\frac{D_2-D_1}{c}=T_0-\frac{D_1-D_2}{c}.$$

Diferenţa t_2-t_1 reprezintă intervalul de timp cuprins între sosirea a două unde succesive; el defineşte perioada T a undelor recepţionate de observator.

Pe de altă parte, T_0 fiind un interval de timp foarte mic, distanţa SS_1 este foarte mică în comparaţie cu D_1, aşa că putem scrie:

$$D_1-D_2=SS'=SS_1\cos\varphi=vT_0\cos\varphi,$$

în care φ este unghiul dintre direcţia de mişcare a izvorului de unde şi direcţia de propagare a luminii de la izvor la observator. Ştiind că $T=t_2-t_1$, avem:

$$T=T_0\left(1-\frac{v\cos\varphi}{c}\right);$$

Dacă izvorul de unde se îndepărtează de observatorul O, un calcul asemănător conduce la o formulă analoagă precedentei, cu deosebirea că semnul minus din paranteze este înlocuit cu semnul plus. Astfel, formula generală a efectului Doppler este:

$$T=T_0\left(1\pm\frac{v\cos\varphi}{c}\right). \qquad \text{(II.9.5)}$$

Se vede de aici că efectul Doppler este nul atunci cînd $\varphi=\frac{\pi}{2}$, deci cînd mişcarea relativă a izvorului de unde este normală pe direcţia radială.

Scanned with CamScanner

Aceasta este teoria clasică a efectului Doppler; să intervenim acum cu teoria relativității restrînse. Perioada T_0 reprezintă durata unui fenomen care se produce în sistemul izvorului S (asemănător sistemului O' din teoria relativității). Această durată este determinată de observatorul O', legat de sistem. În teoria relativității am însemnat cu $\Delta t'$ un astfel de interval de timp, determinat în sistemul unde se produce fenomenul: $T_0=\Delta t'$.

Observatorul, care se mișcă rectiliniu și uniform cu viteza v față de S, face parte dintr-un sistem inerțial analog cu sistemul O din teoria relativității. Intervalul de timp Δt apare observatorului O din acest sistem ca avînd o valoare diferită, $\Delta t=T_0'$. Potrivit teoriei relativității, între duratele $\Delta t'$ și Δt există relația (II.7.3) care, cu notațiile introduse aici, devine

$$T_0=\alpha T_0'. \qquad \text{(II.9.6)}$$

Așadar, datorită unui efect relativist, undele plecate de la izvorul S au pentru observatorul O, nu perioada T_0, cum s-a presupus în teoria clasică, ci o perioadă diferită T_0'. Observatorul O poate spune că undele plecate din S au perioada T_0, deoarece, cînd emisia luminii se face în propriul său sistem, undele au, în adevăr, perioada T_0. Dar în cazul considerat aici, emisia luminii se face într-un sistem în mișcare față de observator, ceea ce ne obligă să ținem seama de efectul relativist al dilatării timpului.

În consecință, trebuie să refacem rationamentul precedent, prin care am ajuns la formula (II.9.5), înlocuind pe T_0 prin T_0'. Introducînd în locul lui T_0 valoarea scoasă din (II.9.6), obținem

$$T=\frac{T_0}{\alpha}\left(1\pm\frac{v\cos\varphi}{c}\right), \qquad \text{(II.9.7)}$$

care este formula relativistă a efectului Doppler. Cînd v este neglijabil față de c, atunci $\alpha\approx 1$; formula relativistă (II.9.7) regăsește în acest caz formula clasică (II.9.5).

Pentru $\varphi=0$, se produce *efectul Doppler longitudinal*, căruia îi corespunde formula

$$T=\frac{T_0}{\alpha}\left(1-\frac{v}{c}\right),$$

Scanned with CamScanner

ce se mai poate scrie:

$$T = T_0 \frac{1-\frac{v}{c}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = T_0 \sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}} = T_0 \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}.$$

Pentru $\varphi = \frac{\pi}{2}$, cînd izvorul luminos se mişcă transversal pe direcţia de propagare a luminii, apare *efectul Doppler transversal*:

$$T = \frac{T_0}{\alpha}, \qquad (11.9.8)$$

formulă care, după cum se vede, nu este decît expresia dilatării timpului. Deoarece $T > T_0$, urmează că efectul Doppler transversal produce totdeauna o deplasare către roşu a liniilor spectrale, indiferent că izvorul luminos se apropie sau se depărtează de observator.

Aşadar, teoria relativităţii restrînse prevede existenţa unui efect Doppler transversal, necunoscut în teoria clasică. Pentru viteze v mici, acest efect relativist este foarte mic; de aceea, el nu a putut fi observat decît în 1938, cînd H. I, Ives şi G. R. Stilwell au folosit în acest scop radiaţii pozitive, a căror viteză atinge ordinul de mărime 10^6 m/s. Schema acestor experienţe este următoarea:

Să considerăm un fascicul de raze pozitive, formate din ioni de hidrogen, care se mişcă făcînd un unghi φ (fig. 19) cu direcţia de observare OS. De la particulele care trec prin poziţia S cu viteza v, pleacă înspre observatorul O (unde se află un spectrograf) două raze de lumină: una directă (I), care face unghiul φ cu direcţia de mişcare a particulelor, şi alta indirectă (II), care ajunge mai întîi la oglinda D în incidenţă normală şi, după reflexie, pătrunde în spectrograf. Această rază porneşte de la izvorul luminos S către oglinda D sub unghiul $\pi - \varphi$.

Ştiind că izvorul S se depărtează de observator, putem scrie formula perioadei T_1 recepţionată de observator pentru o rază directă:

$$T_1 = T_0' \left(1 + \frac{v \cos \varphi}{c}\right),$$

deci variaţia perioadei (efectul Doppler longitudinal) este

$$\Delta T_1 = T_1 - T_0' = T_0' \frac{v \cos \varphi}{c}.$$

Scanned with CamScanner

Deoarece ΔT_1 este pozitiv, urmează că efectul Doppler considerat mărește perioada: $T_1 > T_0'$, astfel că se produce o deplasare spre roșu a liniei spectrale de perioadă T_0' (determinată în prealabil prin observații asupra unui tub de descărcare cu hidrogen).

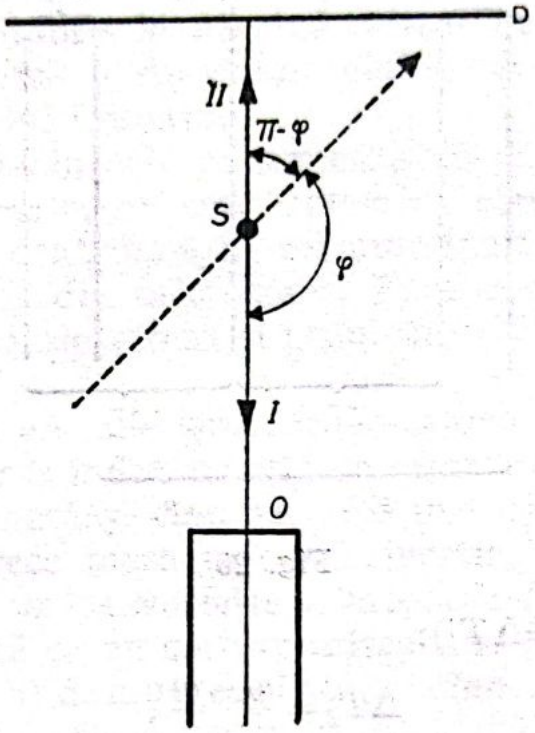


Fig. 19

Raza indirectă, plecată de la izvorul S sub unghiul $\pi - \varphi$, ajunge la observatorul O prezentînd perioada T_2:

$$T_2 = T_0' \left(1 + \frac{v \cos(\pi - \varphi)}{c}\right).$$

Și această rază produce un efect Doppler longitudinal:

$$\Delta T_2 = T_2 - T_0' = T_0' \frac{v \cos(\pi - \varphi)}{c} = - T_0' \frac{v \cos \varphi}{c}.$$

Deoarece ΔT_2 este negativ, înseamnă că $T_2 < T_0'$, deci se produce o deplasare înspre violet a aceleiași linii spectrale. Astfel, în locul liniei spectrale corespunzătoare perioadei T_0, se observă în spectrograf două linii (fig. 20), simetrice în raport cu poziția T_0.

Peste acest efect Doppler longitudinal se suprapune efectul transversal, care produce ambelor linii spectrale aceeași deviație, ΔT_t, către roșu. Prin intervenția acestor două efecte apar în spectrograf două linii spectrale, de o parte și

Scanned with CamScanner

de alta a poziției normale T_0, dar nesimetrice față de această poziție. Punem:

$$a_r = \Delta T_1 + \Delta T_t$$
$$a_v = \Delta T_2 - \Delta T_t,$$

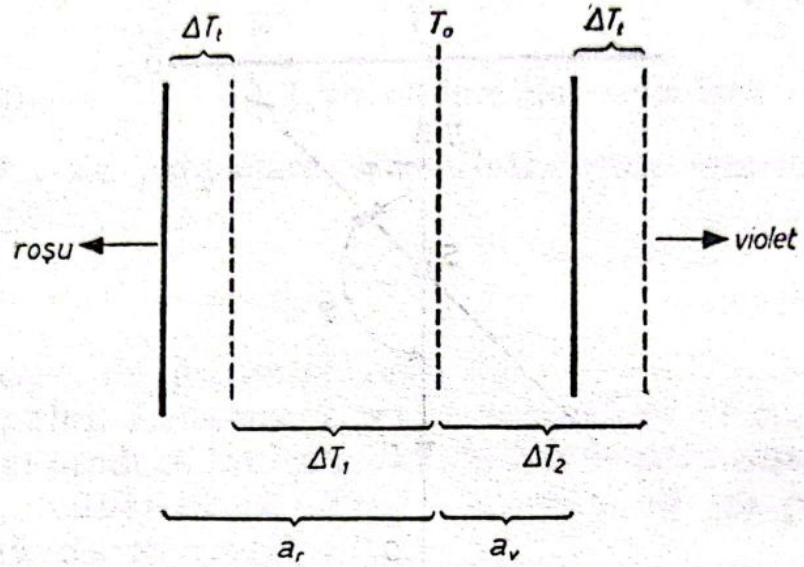


Fig. 20

de unde $(\Delta T_1 = \Delta T_2)$:

$$\Delta T_t = \frac{a_r - a_v}{2},$$

formulă prin care putem calcula efectul Doppler transversal. De fapt, efectul Doppler se pune în evidență la spectrograf nu prin variația ΔT a perioadei, ci prin variația $\Delta\lambda$ a lungimii de undă, aparținînd unei anumite linii spectrale, emisă de izvorul luminos. Știind că $\lambda = cT$, unde c este viteza luminii, iar T perioada luminii recepționate, se poate trece ușor de la variația ΔT a perioadei la variația $\Delta\lambda$ a lungimii de undă. Valoarea numerică obținută pe această cale este foarte apropiată de cea calculată prin formula (II.9.8). Bunăoară, exprimînd acest efect prin variația lungimii de undă, s-a obținut rezultatul următor:

$$\Delta\lambda_t \begin{cases} \text{observat: } 0{,}468 \text{ nm} \\ \text{calculat: } 0{,}472 \text{ nm}. \end{cases}$$

II.10 DINAMICA RELATIVISTĂ

Formulele de transformare ale lui Lorentz, în interpretarea dată de Einstein, au produs schimbări fundamentale și

Scanned with CamScanner

în dinamică. La fel ca și cinematica, dinamica relativistă nu infirmă dinamica newtoniană, ci îi limitează numai domeniul de aplicabilitate.

Dinamica relativistă a avut un rol considerabil în elaborarea și dezvoltarea tuturor concepțiilor mari din fizica veacului al XX-lea. Nici mecanica cuantică și nici fizica nucleară nu ar fi putut ajunge la nivelul ridicat de astăzi, fără cunoașterea temeinică a dinamicii elaborată de Einstein, pe baza formulelor lui Lorentz.

Ne vom ocupa în cele ce urmează de două probleme ale dinamicii relativiste, pe care dinamica clasică nu le-a cercetat și care au contribuit în cel mai înalt grad la cunoașterea fenomenelor din microcosm. Este vorba de problema dependenței masei de viteză și problema relației dintre masă și energie.

a) După cum am mai spus, în mecanica clasică s-a considerat că masa ar fi independentă de viteză: un corp în repaus posedă aceeași masă și cînd se află în mișcare, oricare i-ar fi viteza. Deoarece masa măsoară inerția corpurilor, adică rezistența lor la orice variație a mișcării (ca și a stării de repaus), înseamnă că un corp în mișcare se opune la variația mișcării lui tot atît de mult ca și atunci cînd se află în repaus.

Acest postulat al mecanicii clasice a început să fie considerat ca nesatisfăcător, de cînd J. J. Thomson a arătat în 1881 că un corp electrizat posedă o inerție suplimentară, variabilă cu viteza. Forța necesară pentru a pune în mișcare un corp electrizat trebuie să fie mai mare decît atunci cînd corpul este neîncărcat. Atîta timp cît vitezele studiate în laborator erau foarte mici în comparație cu aceea a luminii, nici o verificare experimentală nu s-a putut efectua cu privire la presupusa relație dintre masă și viteză. Dar, la începutul veacului nostru, Max Kaufmann a măsurat raportul $\frac{e}{m}$, dintre sarcina electrică și masa electronilor emiși de radiu, cu viteze apropiate de aceea a luminii. Determinările nu au fost la început prea precise, dar ele au relevat, cel puțin calitativ, că raportul $\frac{e}{m}$ scade, cînd electronii se mișcă cu o viteză mai mare. Experiențele de mai tîrziu realizate de Bücherer (1907), Neumann (1910) și alții au dovedit în chip neîndoielnic că masa electronilor crește cu viteza.

Pentru interpretarea acestui rezultat experimental, fizicienii au avut de ales între două teorii: a) *teoria lui Max*

Scanned with CamScanner

Abraham (1903), în care electronul era considerat ca o sferă rigidă, nedeformabilă, avînd sarcina distribuită uniform pe suprafaţă sau în volum. Formula stabilită în acest caz, pentru aşa-numita *masă electromagnetică transversală* (cînd forţa este orientată perpendicular pe direcţia mişcării electronului) este

$$m_t = \frac{2e}{3ac^2}\left(1 + \frac{1}{2}\beta^2 + \frac{3}{8}\beta^4 + \frac{5}{16}\beta^6 + \ldots\right),$$

în care e este sarcina electronului, a raza lui şi $\beta = \frac{v}{c}$; b) *teoria lui Lorentz* (1904), despre care am vorbit la II.3 şi potrivit căreia electronul, sferic în stare de repaus, devine în timpul mişcării un elipsoid de revoluţie. După cum am spus, calculele lui Lorentz au condus la formula

$$m_t = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

care, după cum vom vedea, coincide cu formula stabilită în teoria relativităţii. În cele ce urmează ne propunem să demonstrăm această formulă, folosind raţionamentul lui Tolman[1] căruia îi vom adăuga unele completări, pentru a-l face mai uşor de înţeles.

Presupunem două sisteme inerţiale O şi O' (fig. 21), care se deplasează în modul cunoscut, unul faţă de celălalt, cu

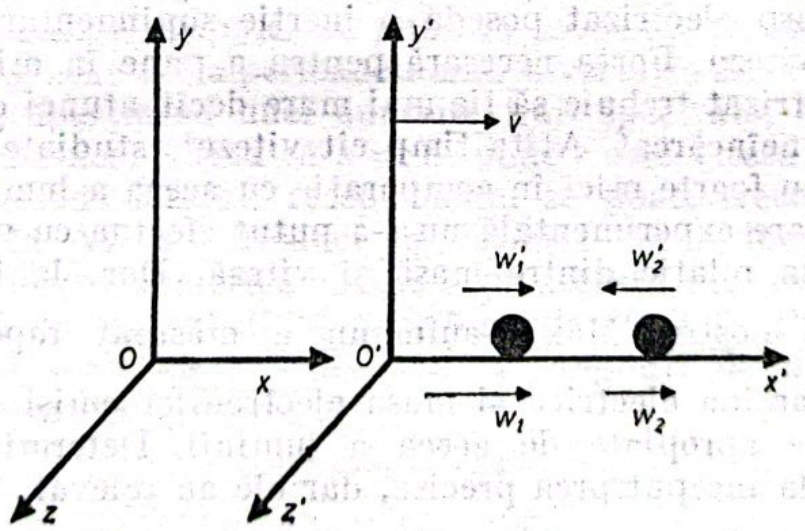


Fig. 21

viteza v. În sistemul O' considerăm două bile, care în starea de repaus au aceeaşi masă; dar, pentru necesităţile calculului,

[1] R. Tolman, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, Oxford, 1934.

Scanned with CamScanner

vom însemna aceste mase cu m_1, respectiv m_2. Facem ca aceste bile să se mişte de-a lungul axei $O'x'$ cu vitezele w_1', respectiv w_2'; dar

$$w_2' = -w_1',$$

ceea ce înseamnă că pentru observatorul O_1' aceste două bile se mişcă cu aceeaşi viteză, dar în sens contrar.

Pentru observatorul O, bilele merg amîndouă în acelaşi sens, dar prima are viteza w_1 mai mare decît viteza w_2 a celeilalte. În consecinţă, primul mobil îl ajunge din urmă pe celălalt şi-l ciocneşte. Presupunem că se produce o ciocnire elastică; aceasta înseamnă că mobilele se opresc o clipă, după care îşi schimbă vitezele. Primul mobil capătă viteza mai mică a celuilalt, iar acesta din urmă începe să se mişte cu viteza mai mare a primului.

Acest fenomen de ciocnire ascultă de *legea conservării impulsului*. Potrivit acestei legi, pentru un sistem de puncte în mişcare, impulsul total se conservă în decursul transformărilor mecanice. Să exprimăm matematic această lege pentru observatorul O.

Înainte de ciocnire, impulsurile celor două bile sînt: m_1w_1 şi m_2w_2, fiind orientate pe aceeaşi direcţie şi în acelaşi sens (sensul vitezei v). Impulsul total al sistemului este suma impulsurilor componente:

$$m_1w_1+m_2w_2.$$

În momentul ciocnirii, cele două bile stau o clipă pe loc, constituind un singur mobil de masă m_1+m_2 care, pentru observatorul O, se mişcă cu viteza v a sistemului purtător. Impulsul sistemului din acest moment este:

$$(m_1+m_2)v.$$

Potrivit legii conservării impulsului, urmează că impulsul sistemului în starea iniţială (înainte de ciocnire) este egal cu impulsul din starea finală (din momentul ciocnirii):

$$m_1w_1+m_2w_2=(m_1+m_2)v$$

Vitezele w_1 şi w_2 rezultă din compunerea vitezelor w_1' şi w_2' cu viteza purtătoare v. Sînt de considerat două cazuri, după cum compunerea vitezelor este calculată cu ajutorul formulei clasice, respectiv cu ajutorul formulei lui Einstein din mecanica relativistă.

Scanned with CamScanner

1) În mecanica clasică vitezele w_1' și w_2' se însumează cu viteza v în mod simplu:

$$w_1 = v + w_1'$$

$$w_2 = v + w_2'.$$

Introducem aceste expresii în legea conservării impulsului, știind că $w_2' = -w_1'$:

$$m_1(v + w_1') + m_2(v - w_1') = (m_1 + m_2)v,$$

de unde

$$m_1 w_1' - m_2 w_1' = 0$$

și deci:

$$m_1 = m_2.$$

Ajungem astfel la rezultatul cunoscut, după care în mecanica clasică masa nu variază în decursul mișcării, adică este independentă de viteză.

2) În mecanica relativistă, vitezele w_1' și w_2' se însumează cu viteza v după formula lui Einstein

$$w_1 = \frac{w_1' + v}{1 + \frac{w_1' v}{c^2}} \text{ și } \qquad w_2 = \frac{w_2' + v}{1 + \frac{w_2' v}{c^2}}.$$

Introducem aceste formule în legea conservării impulsului, ținînd seama că $w_2' = -w_1$:

$$m_1 \frac{w_1' + v}{1 + \frac{w_1' v}{c^2}} + m_2 \frac{v - w_1'}{1 - \frac{w_1' v}{c^2}} = (m_1 + m_2)v,$$

de unde

$$m_1(w_1' + v)\left(1 - \frac{w_1' v}{c^2}\right) + m_2(v - w_1')\left(1 + \frac{w_1' v}{c^2}\right) =$$

$$= (m_1 + m_2)v\left(1 - \frac{w_1'^2 v^2}{c^4}\right).$$

Efectuînd reducerile și simplificările necesare, obținem

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{1 + \frac{w_1' v}{c^2}}{1 - \frac{w_1' v}{c^2}}. \qquad \text{(II.10.1)}$$

Scanned with CamScanner

Să considerăm acum expresia

$$\sqrt{1-\frac{w_1^2}{c^2}},$$

în care să introducem formula lui Einstein pentru viteza rezultantă w_1:

$$\sqrt{1-\frac{w_1^2}{c^2}}=\sqrt{1-\frac{1}{c^2}\left(\frac{w_1'+v}{1+\frac{w_1 v}{c^2}}\right)^2}$$

sau, efectuînd calculele,

$$\sqrt{1-\frac{w_1^2}{c^2}}=\frac{\sqrt{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{w_1'^2}{c^2}\right)}}{1+\frac{w_1' v}{c^2}},$$

de unde

$$1+\frac{w_1' v}{c^2}=\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\sqrt{\frac{1-\frac{w_1'^2}{c^2}}{1-\frac{w_1^2}{c^2}}}.$$

Procedînd în mod analog cu viteza rezultată w_2, obţinem

$$1+\frac{w_2' v}{c^2}=\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\sqrt{\frac{1-\frac{w_2'^2}{c^2}}{1-\frac{w_2^2}{c^2}}}.$$

Să facem raportul ultimelor două formule:

$$\frac{1+\frac{w_1' v}{c^2}}{1+\frac{w_2' v}{c^2}}=\sqrt{\frac{\left(1-\frac{w_1'^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{w_2^2}{c^2}\right)}{\left(1-\frac{w_2'^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{w_1^2}{c^2}\right)}}.$$

Scanned with CamScanner

Deoarece $w_2' = -w_1'$, urmează că $w_2'^2 = w_1'^2$, așa că expresia precedentă devine

$$\frac{1+\frac{w_1' v}{c^2}}{1-\frac{w_1' v}{c^2}} = \sqrt{\frac{1-\frac{w_2^2}{c^2}}{1-\frac{w_1^2}{c^2}}}$$

sau, ținînd seama de formula (II.10.1), avem

$$\frac{m_1}{m_2} = \sqrt{\frac{1-\frac{w_2^2}{c^2}}{1-\frac{w_1^2}{c^2}}}.$$

Se vede de aici că masele m_1 și m_2, egale între ele atunci cînd sînt în repaus față de observatorii respectivi, devin neegale cînd se mișcă cu viteze diferite, una față de cealaltă.

Să presupunem că $w_2 = 0$, adică masa m_2 se află în repaus față de observatorul O, așa că putem considera $m_2 = m_0$ (masa de repaus). Presupunem apoi: $w_1' = 0$, deci $w_1 = v$. Masa m_1 se află în repaus față de observatorul O', dar față de O se află în mișcare cu viteza v (fiind solidară cu sistemul O'). Punînd $m_1 = m$, obținem:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\alpha}, \qquad \text{(II.10.2)}$$

formulă care reprezintă variația masei cu viteza în teoria relativității restrînse. Această formulă ar putea fi denumită „formula lui Lorentz", după numele marelui fizician olandez care a obținut-o cel dintîi. După cum se vede, masa m crește cu viteza v a corpului respectiv.[1] Pentru viteze v mici

[1] Variația masei cu viteze poate fi dovedită și printr-un raționament dialectic (N. Bărbulescu, *Cu privire la contradicțiile interne ale fenomenelor fizice*, în „Revista de Filozofie", vol. XXIV–1977, nr. 4). În adevăr, orice punct material posedă o inerție prin care se opune oricărei variații a stării lui de repaus sau de mișcare. Cînd punctul material se află în mișcare accelerată, inerția lui se opune în orice moment creșterii vitezei, deci trebuie să se mărească odată cu ea. Are loc astfel o contradicție dialectică manifestată prin lupta dintre două contrarii: inerția și viteza. Cum masa este măsura inerției corpurilor, rezultă că orice creștere de viteză a unui mobil trebuie să fie însoțită totdeauna de o creștere a masei mobilului respectiv.

Scanned with CamScanner

în raport cu viteza c a luminii, creşterea masei este însă neglijabilă; acest rezultat se poate urmări mai uşor pe tabelul de mai jos:

Tensiunea de accelerare a electronilor într-un accelerator liniar (în volţi)	Viteza electronilor, calculată clasic (în km/s)	Viteza electronilor, calculată relativist (în km/s)	Masa electronului în mişcare, în funcţie de masa lui de repaus
0	0	0	1
1 000	18 800	18 700	1,0019
10 000	59 400	58 760	1,0193
100 000	187 800	164 800	1,262
1 000 000	594 000	283 000	2,87
10 000 000	1 878 000	299 210	13,8
100 000 000	5 940 000	299 996	195

Pentru ca masa unui corp în mişcare să devină aproximativ de trei ori mai mare decît masa de repaus, trebuie ca viteza lui să fie de aproximativ 280 000 km/s, deci foarte apropiată de viteza luminii în vid.

Pentru $v=c$, formula precedentă arată că $m=\infty$. Aşadar, ca să imprimăm unui corp o viteză egală cu a luminii, trebuie să învingem o inerţie infinit de mare. Cum acest fapt nu este fiziceşte posibil, urmează că nici un corp nu poate să capete o viteză egală cu a luminii, această viteză reprezentînd limita vitezelor cu care se pot mişca corpurile.

După experienţele menţionate, care au verificat cu oarecare greutate formula lui Lorentz şi, implicit, formula relativistă a variaţiei masei cu viteza, au fost întreprinse alte experienţe de către Guye şi Lavanchy (1915) şi Ratnowski (1921). Lucrîndu-se cu raze catodice într-un domeniu de viteze corespunzător la $\beta=0{,}2-0{,}5$, rezultatele au confirmat destul de bine formula (II.10.2). Determinările lui Tricker din 1925 au dovedit că, pentru electronii emişi de substanţele radioactive, cu viteze corespunzătoare lui $\beta=0{,}8$, formula relativistă a masei se verifică cu o precizie de 1—2%. În 1938 Zahn şi Spiess au măsurat din nou raportul $\frac{e}{m}$ al electronilor, folosind o altă metodă de lucru. Ei au găsit că,

Scanned with CamScanner

pentru $\beta=0{,}745$, formula relativistă dă rezultate perfect mulţumitoare. Astfel, teoria relativităţii restrînse a primit o confirmare remarcabilă în ceea ce priveşte variaţia masei cu viteza.

O altă verificare a formulei de variaţie relativistă a masei s-a obţinut pe cale spectroscopică, mai întîi în teoria atomului lui Bohr şi apoi în mecanica cuantică, pentru explicarea structurii fine a liniilor spectrale. Sommerfeld a arătat cel dintîi că, în teoria lui Bohr, trebuie luată în consideraţie şi variaţia masei cu viteza pentru electronii din jurul nucleului. Orbita electronică execută în acest caz o mişcare de precesie în planul ei, ceea ce înseamnă că electronul se mişcă pe o curbă deschisă, avînd forma unei rozete (fig. 22). De

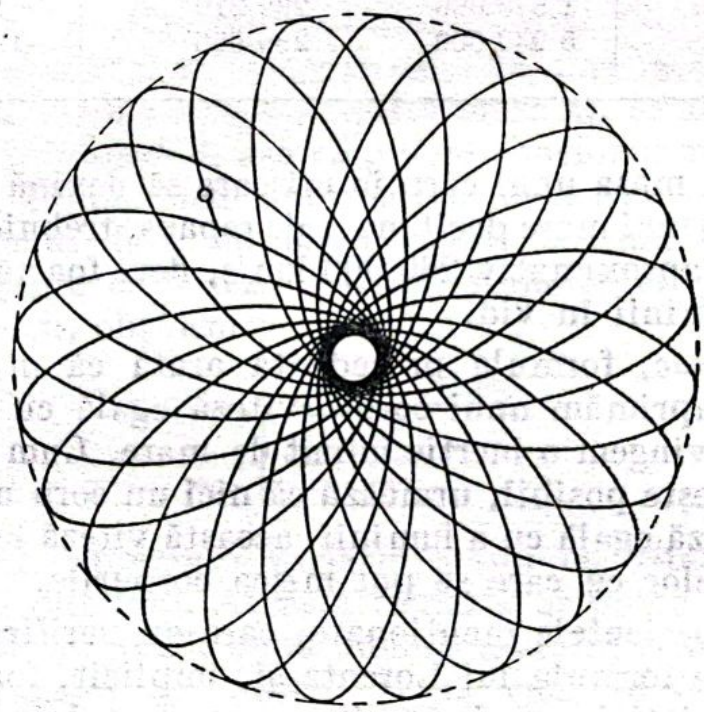


Fig. 22

asemenea, în mecanica cuantică formula relativistă a lui Dirac cuprinde un termen de corecţie — *termenul spectral* — a cărui origine este legată de variaţia relativistă a masei electronice cu viteza.

b) Timp de peste două veacuri de la apariţia cărţii lui Newton (1687) „Principiile matematice ale filozofiei naturale“ şi pînă la elaborarea teoriei relativităţii restrînse, meca-

Scanned with CamScanner

nica a fost fundamentată pe cele trei principii formulate de Newton. Principiul al doilea reprezintă de fapt definiţia dinamică a forţei, ca produsul dintre masă şi acceleraţie, masa fiind considerată constantă în toate cazurile, oricare ar fi viteza pe care o are corpul în momentul cînd forţa începe să acţioneze asupra lui.

Teoria relativităţii ne obligă să renunţăm la această definiţie dinamică dată de Newton, pentru a adopta o alta mai cuprinzătoare. O cale prin care se poate ajunge la o astfel de definiţie este următoarea[1].

Trebuie să definim mai întîi noţiunea de „impuls", cînd nu cunoaştem încă noţiunea de „masă". Pentru aceasta, pornim de la faptul că mărimea caracteristică oricărei mişcări este viteza, deoarece ea este legată de existenţa însăşi a mişcării. Cînd viteza devine nulă, mişcarea încetează, mobilul trecînd în starea de repaus. Cînd viteza mobilului creşte, mişcarea se intensifică: mobilul capătă, ca să zicem aşa, un „surplus de mişcare" sau „o cantitate de mişcare" în plus. De aceea, vom caracteriza starea de mişcare a unui punct printr-o mărime K, proporţională cu viteza v:

$$K=mv,$$

în care m este un coeficient de proporţionalitate. Vom vedea imediat că acest coeficient reprezintă „masa" punctului mobil.

Mărimea K a căpătat la început denumirea de „cantitate de mişcare"; astăzi se foloseşte mai mult termenul de „impuls". Deoarece rezultă din înmulţirea unui scalar cu un vector, impulsul (cantitatea de mişcare) este un vector coliniar cu v:

$$\vec{K}=m\vec{v}.$$

Prin urmare, vectorul impuls $\vec{K}$ este orientat, ca şi vectorul $\vec{v}$, pe tangenta la traiectorie în punctul considerat, avînd aceeaşi origine şi acelaşi sens ca vectorul viteză $\vec{v}$.

Cînd $\vec{K}=0$, punctul material se află în repaus: absenţa impulsului traduce absenţa mişcării. Cînd $\vec{K}$ are o valoare diferită de zero, punctul execută o mişcare cu atît mai rapidă cu cît valoarea lui $\vec{K}$ este mai mare.

---

[1] N. Bărbulescu, *Elemente de fizică generală*, pp. 96–98, ediţia a II-a, Editura didactică şi pedagogică, 1962.

Scanned with CamScanner

O proprietate importantă a impulsului este că el nu variază pentru punctele materiale izolate, aflate într-un sistem inerţial. Cu alte cuvinte, într-un sistem inerţial, un punct material izolat se poate găsi numai în două stări, definite prin invariabilitatea impulsului său. Cînd impulsul este constant nul, punctul material se află în repaus; cînd impulsul este finit, dar constant, punctul se mişcă cu viteză constantă în mărime şi direcţie, adică are o mişcare rectilinie şi uniformă.

Aşadar, într-un sistem inerţial un punct material izolat se poate găsi sau în repaus sau în mişcare rectilinie şi uniformă. Mai putem spune că: *într-un sistem inerţial, acceleraţia oricărui punct material izolat este nulă.* Acest enunţ este cunoscut sub numele de *principiul inerţiei*; el exprimă tendinţa punctelor materiale izolate, dintr-un sistem inerţial, de a-şi păstra starea de repaus sau de mişcare uniform rectilinie. Prin urmare, într-un sistem inerţial un punct material izolat, aflat în repaus, nu poate să intre spontan în mişcare; el rămîne în repaus atîta vreme cît nu intervin cauze exterioare, care să-i modifice starea. De asemenea, într-un sistem inerţial un punct material izolat se poate mişca rectiliniu şi uniform, dar nu poate să-şi modifice de la sine viteza. Se numeşte *inerţie* tendinţa de conservarea a stării de repaus sau de mişcare rectilinie şi uniformă ce o au punctele materiale izolate, într-un sistem inerţial. Această proprietate caracteristică sistemelor inerţiale, de a admite în cuprinsul lor valabilitatea principiului inerţiei, a determinat pe fizicieni să definească sistemele inerţiale ca fiind acele sisteme în care este valabil principiul inerţial.

Deoarece, potrivit principiului inerţiei, în orice sistem inerţial avem pentru un punct material izolat: $\vec{K} = \text{const.}$ urmează că, în aceste condiţii:

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = 0.$$

Dacă punctul material nu este izolat, interacţiunile care intervin îi variază impulsul. Prin definiţie, *forţa este cauza care poate să varieze impulsul unui punct material.* O forţă este cu atît mai intensă cu cît poate să producă unui punct material o variaţie mai mare a impulsului, într-un interval de

Scanned with CamScanner

timp dat. De aceea, vom considera forţa ca o mărime vectorială care exprimă variaţia în unitatea de timp a impulsului oricărui punct material:

$$\vec{F}=\frac{\mathrm{d}\vec{K}}{\mathrm{d}t}, \qquad \text{(II.10.3)}$$

sau, folosind simbolistica lui Newton:

$$\vec{F}=\dot{\vec{K}}.$$

Dacă în formula de definiţie a forţei introducem expresia impulsului, obţinem:

$$\vec{F}=\frac{\mathrm{d}(m\vec{v})}{\mathrm{d}t}=m\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}+\vec{v}\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t}.$$

Experienţa arată că, pentru viteze foarte mici în raport cu viteza luminii, masa m a punctului material, supus acţiunii forţei $\vec{F}$, nu variază sensibil în decursul mişcării; forţa nu poate să varieze decît viteza punctului material, nu şi masa lui. De aceea, pentru cazurile întîlnite în practica obişnuită, putem să ne limităm la formula aproximativă:

$$\vec{F}=m\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}=m\vec{a},$$

în care $\vec{a}$ reprezintă acceleraţia punctului material. Astfel, în practică (la viteze v mici în comparaţie cu viteza luminii), deci nu în mod absolut riguros, forţa care acţionează asupra unui punct material este proporţională cu acceleraţia imprimată, coeficientul de proporţionalitate fiind „masa" punctului, aşa cum a definit-o Newton.

Aceste consideraţii dovedesc că principiul al doilea al dinamicii newtoniene, nu este cîtuşi de puţin riguros. De aceea, trebuie să renunţăm, în cazul general, de a mai defini forţa prin produsul dintre masă şi acceleraţie, pentru a adopta definiţia exactă, prin derivata în raport cu timpul a impulsului.

Ne propunem acum ca, pe baza rezultatului stabilit, să calculăm lucrul mecanic săvîrşit de forţa $\vec{F}$, cînd deplasează un punct material de masă m. Pentru o deplasare elementară, forţa $\vec{F}$ produce lucrul mecanic

$$\mathrm{d}L=\vec{F}\cdot\mathrm{d}\vec{r},$$

Scanned with CamScanner

unde $\vec{r}$ este vectorul de poziţie al punctului material, la momentul t. Introducînd aici formula (II.10.3), avem:

$$dL = \frac{d\vec{K}}{dt} \cdot d\vec{r} = d\vec{K} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} = d\vec{K} \cdot \vec{v},$$

sau

$$dL = d(\vec{mv}) \cdot \vec{v} = \vec{mv} \cdot d\vec{v} + \vec{v} \cdot \vec{v}\, dm = \frac{m}{2} d(\vec{v}^2) + \vec{v}^2 dm.$$

Deoarece produsul scalar al unui vector prin el însuşi este egal cu pătratul modulului său, putem scrie

$$dL = \frac{m}{2} d(v^2) + v^2 dm. \qquad (II.10.4)$$

În mecanica newtoniană (clasică) se consideră m constant, deci formula precedentă se reduce la

$$dL = \frac{1}{2} m d(v^2),$$

de unde

$$L = \frac{m}{2} \int_{v_1}^{v_2} d(v^2).$$

Cînd punctul material pleacă din repaus ($v_1 = 0$) şi ajunge la viteza $v_2 = v$, forţa care acţionează asupra lui produce un lucru mecanic ce se poate calcula prin integrarea expresiei precedente. Obţinem

$$L = \frac{1}{2} mv^2.$$

Aşadar, lucrul mecanic produs de o forţă pentru a scoate un punct material din repaus şi a-i comunica viteza v este egal cu jumătatea produsului dintre masă şi pătratul vitezei. Acest lucru mecanic, înmagazinat de mobil, constituie provizia lui de energie cinetică W_c.

Să reluăm calculul formulei (II.10.4), considerînd cazul general, cînd masa m nu este constantă, ci variază cu viteza. Primul termen din membrul al II-lea al acestei formule reprezintă lucrul mecanic cheltuit pentru a varia numai viteza punctului material. Cel de al doilea termen reprezintă lucrul mecanic cheltuit pentru a creşte masa mobilului, care se mişcă

Scanned with CamScanner

cu viteza v. În mecanica newtoniană, trecerea unui punct material de la starea de repaus la starea de mişcare constituie un proces simplu, de creştere a vitezei. În mecanica relativistă, acest proces este mai complicat: nu are loc numai o creştere a vitezei, ci şi o creştere a masei. Formula (II.10.4) ţine seamă de ambele procese ale transformării, pe cîtă vreme formula folosită în mecanica newtoniană neglijează ultimul proces.

Lucrul mecanic cheltuit pentru a-i varia unui punct material viteza şi masa se adaugă proviziei iniţiale de energie a punctului mobil. Se înţelege că acest supliment de energie este mai mare decît energia cinetică obişnuită, care corespunde numai variaţiei de viteză a punctului material. Deoarece $\mathrm{d}L=\mathrm{d}W$, formula (II.10.4) se mai poate scrie:

$$\mathrm{d}W=\frac{m}{2}\,\mathrm{d}\,(v^2)+v^2\mathrm{d}m.$$

Pentru a calcula energia totală W a punctului material, cînd trece de la starea de repaus la starea de mişcare cu viteza v, mărindu-şi totodată masa m, trebuie să integrăm formula precedentă ţinînd seama că m este funcţie de v, potrivit formulei (II.10.2). Această formulă se mai poate scrie

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}=m_0\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}},$$

de unde avem prin diferenţiere

$$\mathrm{d}m=m_0\left(-\frac{1}{2}\right)\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}}\left(-\frac{1}{c^2}\right)\mathrm{d}(v^2),$$

sau

$$\mathrm{d}m=\frac{m_0}{2\,c^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}\,\mathrm{d}(v^2)=\frac{1}{2\,c^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)}\,\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\,\mathrm{d}(v^2),$$

deci

$$\mathrm{d}m=\frac{m}{2(c^2-v^2)}\,\mathrm{d}(v^2),$$

de unde

$$(c^2-v^2)\mathrm{d}m=\frac{m}{2}\,\mathrm{d}(v^2).$$

Scanned with CamScanner

Introducem această expresie în formula de mai sus a lui dW:

$$dW = v^2 dm + (c^2 - v^2) dm = c^2 dm$$

și obținem prin integrare:

$$W = mc^2 + \text{const.}$$

Pentru $m=0$, trebuie să avem $W=0$ căci, după cum susține concepția materialist-dialectică, nu poate exista energie fără materie (fără masă), energia fiind măsura mișcării materiei. În consecință, constanta de integrare din formula precedentă este nulă, astfel că avem:

$$W = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \qquad \text{(II.10.5)}$$

adică *energia totală a unui punct material este egală cu produsul dintre masa lui și pătratul vitezei luminii în vid.* Aceasta este celebra formulă a lui Einstein, pe baza căreia s-a dezvoltat întreaga fizică nucleară[1].

Cînd punctul material se află în repaus relativ față de observator, $v=0$, așa că energia de repaus W a acestui punct este

$$W_0 = m_0 c^2$$

și, făcînd diferența ultimelor două egalități, obținem

$$W - W_0 = c^2 (m - m_0).$$

Diferența $W - W_0$ reprezintă surplusul de energie W_s a punctului în mișcare față de starea lui în repaus. Cu alte cuvinte, W_s exprimă energia cheltuită pentru a scoate punctul material din repaus și a-i imprima viteza v.

Punînd $\beta = \frac{v}{c}$, formula precedentă se mai poate scrie:

$$W_s = c^2 \left(\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 \right) = m_0 c^2 \left[(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right]. \qquad \text{(II.10.6)}$$

[1] Formula era cunoscută și înainte de Einstein: fizicianul austriac F. Hasenöhrl a obținut-o în 1904 prin considerații nerelativiste.

Scanned with CamScanner

Dezvoltăm expresia dintre paranteze după formula binomului:

$$W_s = m_0 c^2 \left(\frac{1}{2} \beta^2 + \frac{3}{8} \beta^4 + \ldots \right),$$

sau, înlocuind pe β prin $\frac{v}{c}$:

$$W_s = \frac{1}{2} m_0 v^2 + \frac{3}{8} m_0 \frac{v^4}{c^2} + \ldots .$$

Această formulă arată că expresia $\frac{1}{2} m_0 v^2$, care reprezintă energia cinetică, constituie numai o parte din energia cedată punctului material, pentru a-l scoate din repaus și a-i comunica viteza v. Restul de energie se folosește pentru creșterea masei.

Pentru $v = c$, formula (II.10.6) conduce la $W_s = \infty$; deci trebuie să-i dăm punctului material de masă m_0 o energie infinit de mare, pentru a-l scoate din repaus și a-i comunica o viteză egală cu aceea a luminii în vid. Ajungem astfel, și pe această cale, la concluzia că viteza punctelor materiale nu poate atinge viteza luminii în vid; aceasta din urmă constituie o limită pentru toate vitezele fizice.

Formula lui Einstein are și această importanță istorică, de a fi pus în evidență, pentru prima oară, imensa cantitate de energie conținută în materie. Bunăoară, energia cuprinsă într-un kilogram de substanță este, după formula lui Einstein:

$$W_0 = 1 \text{ kg } (3 \cdot 10^8 \text{m/s})^2 = 9 \cdot 10^{16} \text{J},$$

Este tocmai lucrul mecanic ce ar trebui să-l cheltuim pentru a ridica 30 miliarde de tone de la Pămînt pînă în vîrful (300 m) turnului Eiffel de la Paris!

Formula lui Einstein arată că variația de energie a unui punct material implică totdeauna o variație de masă: $\Delta W = c^2 \Delta m$, de unde

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2}.$$

Acest rezultat, stabilit pentru un punct material, este valabil și pentru un sistem de puncte materiale, deci și pentru un corp sau pentru sisteme de corpuri. Așadar, cînd un sistem de corpuri se transformă cu variație de energie, masa lui variază cu o cantitate egală cu cîtul dintre variația energiei și pătratul vitezei luminii.

Scanned with CamScanner

Unii fizicieni și filozofi idealiști interpretează greșit formula lui Einstein, considerînd că ea exprimă „transformarea materiei în energie". Deoarece energia este o proprietate a materiei, măsurînd posibilitatea ei de transformare, este absurd să spunem că materia se transformă într-una din proprietățile ei. Formula lui Einstein exprimă, totuși, un proces de transformare, dar nu a materiei în energie, ci a materiei dintr-o stare în alta.

Cunoaștem astăzi două stări generale ale materiei: *starea ponderală*, specifică substanțelor, și *starea radiantă*, specifică cîmpurilor. La rîndul lor, aceste stări generale admit stări succesive de agregare. Bunăoară, starea ponderală se poate prezenta sub formă solidă, lichidă, gazoasă sau de plasmă; starea radiantă cuprinde o serie de cîmpuri, descoperite cu deosebire în vremea noastră: electromagnetic, gravitațional, nuclear, mezonic și neutronic. Faptul că formula lui Einstein se referă la un proces de transformare a materiei dintr-o stare în alta, și nu de transformare a materiei în energie, se poate justifica și prin aceea că o formulă perfect analoagă se întîlnește în transformările de stare ale substanței.

În adevăr, să considerăm formula corespunzătoare propagării sunetului (vibrații elastice) prin gaze:

$$v^2 = \gamma \frac{p}{\rho},$$

unde v este viteza undelor elastice, γ este exponentul adiabatic, p presiunea gazului, iar ρ densitatea lui. Cum în termodinamică se demonstrează că $p=1$ (căldura de dilatare izotermă pe unitatea de voluma gazului), iar $\rho = \frac{m}{V}$, deducem

$$mv^2 = \gamma lV = \gamma L,$$

unde $L=Vl$ reprezintă căldura de dilatare izotermă pentru întregul volum V al masei m de gaz. Se vede deci că, în cazul undelor elastice din gaze, produsul mv^2 este proporțional cu căldura de dilatare izotermă.

O relație analoagă se întîlnește și în cazul lichidelor. Fizicianul austriac O. Tumlirz a stabilit în 1892 formula empirică după care viteza v de propagare a sunetului în lichide este egală cu rădăcina pătrată a căldurii interne de vaporizare, l_i: $v = \sqrt{l_i}$. Folosind un dispozitiv ingenios, Th. Ionescu a supus această formulă unui control experimental, obținînd o bună concordanță între valorile calculate și cele măsurate.

Scanned with CamScanner

Iată un exemplu numeric:

La 100°C, căldura internă de vaporizare pentru 1 gram de apă distilată este de 539 calorii; pentru 1 kilogram de apă este de 539 kilocalorii. Transformînd kilocaloriile în jouli (1 kcal=4190 J) avem

$$v=\sqrt{539\cdot 4190}\approx 1500 \text{ m/s},$$

o valoare foarte apropiată de cea reală (1540 m/s).

Din formula lui Tumlirz deducem

$$mv^2=L_i,$$

în care $L_i=ml_i$ reprezintă căldura internă de vaporizare pentru masa m de apă. După cum se vede, această formulă este perfect asenmănătoare cu formula lui Einstein, dar despre ea putem spune precis că nu reprezintă transformarea masei m în energia L_i. Formula lui Tumlirz exprimă relaţia dintre masa m evaporată (condensată) şi energia L_i care intervine în aceste procese.

Prin analogie cu formula precedentă, putem susţine că şi formula lui Einstein se referă la o transformare de stare a materiei. Şi anume, este vorba de transformarea stării ponderale în stare radiantă (şi invers), adică a substanţei în cîmp. Cînd masa m de substanţă se transformă în cîmp, se pune în libertate energia W; în toate aceste cazuri, se trece de la un nivel superior de organizare a materiei, la un nivel inferior.

Transformările substanţelor la nivel molecular nu ne permit verificarea experimentală a formulei lui Einstein, deoarece energiile care intervin în astfel de cazuri sînt foarte mici şi, deci, variaţia de masă corespunzătoare este complet neglijabilă. Bunăoară, să considerăm reacţia de sinteză a apei din elemente: se dezvoltă atunci o căldură de 69 kcal, pentru un mol de apă. Această căldură corespunde unei energii de

$$69\cdot 4190=28{,}9\cdot 10^4 \text{ J},$$

care se pierde în exterior, prin radiere. După formula lui Einstein, apariţia acestui cîmp radiant se datoreşte unei micşorări a masei ponderale cu:

$$\Delta m=\frac{28{,}9\cdot 10^4}{9\cdot 10^{16}}\approx 3\cdot 10^{-12}\text{kg}=3\cdot 10^{-9}\text{g},$$

Scanned with CamScanner

adică trei miliardimi de gram. Aşadar, din 2 grame de hidrogen şi 16 grame de oxigen în stare gazoasă nu se obţin 18 grame de apă în stare de vapori ci numai

$$17{,}999999997 \text{ grame},$$

adică se produce o pierdere de masă ponderală extrem de mică, pe care nici o balanţă de astăzi nu poate s-o măsoare.

Dimpotrivă, reacţiile nucleare se petrec cu o degajare enormă de energie, aşa că pot pune în evidenţă variaţii importante de masă ponderală. Iată un exemplu:

Considerăm reacţia nucleară produsă prin bombardarea unui nucleu de litiu cu un proton accelerat. În această reacţie, nucleul de litiu se „combină" cu nucleul de hidrogen, dînd naştere la două nuclee de heliu, adică la două particule alfa. Ecuaţia reacţiei nucleare este:

$$^{7}_{3}\text{Li} + {}^{1}_{1}\text{H} = 2\,{}^{4}_{2}\text{He} + W,$$

în care W este energia produsă de reacţia nucleară. Această energie este cedată celor două particule alfa şi constituie provizia lor de energie cinetică. Măsurîndu-se parcursul acestor particule s-a găsit că fiecare din ele are o energie de 8,6 MeV, deci

$$W = 2 \cdot 8{,}6 = 17{,}2 \text{ MeV}.$$

Deoarece $1 \text{ MeV} = 1{,}60 \cdot 10^{-13} \text{J}$, avem încă

$$W = 17{,}2 \cdot 1{,}60\ 10^{-13} = 27{,}5 \cdot 10^{-13} \text{J}.$$

Potrivit formulei lui Einstein, această pierdere de energie a sistemului iniţial trebuie să corespundă unei micşorări a masei respective. Dacă cunoaştem această micşorare de masă (numită *defect de masă*) putem să calculăm, prin formula lui Einstein, energia corespunzătoare şi s-o comparăm cu valoarea lui W, măsurată experimental.

Sistemul iniţial este alcătuit din masa izotopică a litiului (7,0182) şi masa izotopică a hidrogenului (1,0081). Deci masa iniţială a sistemului este:

$$7{,}0182 + 1{,}0081 = 8{,}0263,$$

Sistemul final este alcătuit din două nuclee de heliu; cum masa izotopică a heliului este 4,0039, urmează că masa finală a sistemului, după producerea reacţiei nucleare, este

$$2 \cdot 4{,}0039 = 8{,}0078.$$

Scanned with CamScanner

După cum se vede, masa finală a sistemului este mai mică decît masa inițială. Pierderea de masă este

$$8{,}0263 - 8{,}0078 = 0{,}0185,$$

Această valoare este exprimată în unități atomice de masă; o unitate atomică de masă corespunde la $1{,}66 \cdot 10^{-27}$ kg. Deci pierderea de masă a sistemului este:

$$m = 185 \cdot 10^{-4} \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-27} = 307 \cdot 10^{-31} \text{kg}.$$

După formula lui Einstein, acest deficit de masă corespunde energiei

$$\Delta W = \Delta m c^2 = 307 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 27 \cdot 6 \cdot 10^{-13} \text{J},$$

adică valoarea teoretică, obținută prin formula lui Einstein, este în excelentă concordanță cu valoarea experimentală indicată anterior, ceea ce constituie una dintre verificările cele mai reușite ale acestei formule.

O altă verificare s-a putut face cu ajutorul radiației gama: cînd un foton gama este absorbit de o substanță, ia naștere perechea electron-pozitron. Dar, pentru ca procesul să se producă trebuie ca energia fotonului gama să fie de cel puțin 1 MeV. Acest fenomen este deseori numit „materializarea energiei", termen incorect, datorit interpretării idealiste ale unor fizicieni, care socotesc materia ca un produs al energiei. În realitate, el relevă o transformare a materiei, din starea radiantă (cîmp) în starea ponderală (substanță). Principiul conservării materiei impune ca masa materiei radiante să fie egală cu masa materiei ponderale, în care s-a transformat.

Masa radiantă a fotonului, capabilă să dea naștere perechii electron-pozitron, este, potrivit formulei lui Einstein

$$m = \frac{W}{c^2} = \frac{1 \text{ MeV}}{c^2} = \frac{1{,}60 \cdot 10^{-13}}{9 \cdot 10^{16}} = 18 \cdot 10^{-31} \text{ kg}.$$

Această masă fotonică se distribuie în mod egal electronului și pozitronului, astfel că masa acestor particule trebuie să fie:

$$m_0 = \frac{18 \cdot 10^{-31}}{2} = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg},$$

rezultat în excelentă concordanță cu valoarea cunoscută a masei electronului, respectiv a pozitronului.

De asemenea, procesul invers de transformare a materiei, din stare ponderală în stare radiantă, permite și el verificarea

Scanned with CamScanner

formulei lui Einstein. În adevăr, cînd pozitronul pătrunde într-o placă metalică, el dispare și în schimb apare o radiație gama dură, avînd o lungime de undă de 0,24 nm. În acest proces, fiecare pozitron se unește cu cîte un electron din placă și dă naștere la doi fotoni: energia $2h\nu$ a fotonilor care apar trebuie să fie egală cu energia $2mc^2$ a particulelor care dispar:

$$mc^2 = h\nu = h\frac{c}{\lambda},$$

de unde

$$\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34}}{9{,}1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^{8}} = 0{,}24 \cdot 10^{-11}\ \text{m} = 0{,}24\ \text{nm},$$

valoare care coincide cu lungimea de undă măsurată direct.

Uneori, în literatura științifică acest fenomen de transformare a particulelor elementare în radiație este denumit „dematerializare" sau „anihilarea materiei". Denumirea este incorectă, deoarece în acest proces nu dispare materia, ci se produce numai o transformare de stare a materiei, din starea ponderală în starea radiantă.

Formula lui Einstein este importantă și prin aceea că a relevat dependența principiului conservării masei ponderale, formulat de Lavoisier, de principiul conservării energiei. După cum se știe, chimia admite că *masa ponderală a unui sistem chimic izolat se conservă în decursul transformărilor*: masa finală M_f este egală cu masa inițială M_i. Dar, în asemenea cazuri, se aplică și principiul conservării energiei, după care energia finală W_f a sistemului izolat este egală cu energia inițială W_i. Dacă, însă, în timpul transformărilor sistemului se produce un schimb de energie ΔW cu exteriorul, trebuie să scriem, potrivit acestui principiu,

$$W_f = W_i \pm \Delta W.$$

Împărțind cu c^2 și ținînd seamă de formula lui Einstein, avem

$$M_f = M_i \pm \frac{\Delta W}{c^2}.$$

Această formulă dedusă din principiul conservării energiei regăsește, după cum se vede, „principiul" conservării masei ponderale, ceea ce înseamnă că acest așa-zis „principiu" este, în realitate, o simplă lege, dedusă pe cale rațională din teoria relativității. Această lege nu are însă o valabilitate

Scanned with CamScanner

generală, cum s-a crezut pînă la cunoaşterea formulei lui Einstein. Numai cînd $\Delta W=0$, deci numai cînd sistemul chimic se transformă fără schimb de energie cu exteriorul (reacţiile nu sînt atunci nici exoterme, nici endoterme) se poate vorbi de o conservare riguroasă a masei ponderale: $M_f=M_i$. În toate celelalte cazuri, legea conservării masei ponderale este numai aproximativă. Dar, fiindcă termenul final din formula precedentă este neglijabil pentru transformările chimice obişnuite, legea conservării masei ponderale îşi justifică pe deplin foloasele pe care le-a adus şi pe care le mai poate aduce în studiul reacţiilor chimice.

În încheierea acestui capitol, vrem să schiţăm o consecinţă nouă a formulei lui Einstein, ţinînd seama de formula lui Tumlirz, despre care am vorbit. Potrivit ideilor actuale, ar exista trei nivele ale realităţii fizice: *nivelul macroscopic* al fenomenelor, cînd ele pot fi observate direct şi în care nu intervin cuante; *nivelul microscopic*, care nu permite observarea directă a fenomenelor dar ne obligă să ţinem seamă de intervenţia cuantelor şi, în sfîrşit, un nivel mai adînc, denumit *subcuantic*, despre care ştim doar că este sediul unor energii neînchipuit de mari. Fiecărui nivel îi corespund anumite structuri ale materiei: nivelului macroscopic îi corespund structurile molecular-atomice, iar nivelului microscopic, structurile cu particule elementare (electroni, fotoni etc.). Cît despre structurile de la nivelul subcuantic, nu putem spune, deocamdată, nimic. Fără îndoială că ele există, potrivit concepţiei structuraliste din zilele noastre care priveşte structura ca forma fundamentală de organizare a materiei[1].

Legea de echivalenţă dintre masă şi energie se dovedeşte a fi o *lege de nivel*, fiind valabilă pentru primele două nivele cunoscute pînă astăzi. Pentru nivelul macroscopic ea se prezintă ca legea lui Tumlirz, după cum pentru nivelul microscopic ea apare ca legea lui Einstein. Nimic nu ne împiedică să afirmăm că o astfel de lege există şi pentru nivelul subcuantic, unde cîmpurile respective s-ar propaga cu viteza C, diferită de cea a luminii, aşa după cum viteza c a undelor electromagnetice este diferită de viteza v a undelor elastice. Relaţia de echivalenţă dintre masa şi energia corespunzătoare W, la nivelul subcuantic, trebuie să se prezinte deci sub forma

$$\mu C^2=W.$$

[1] Mihail Florescu, *Materia sau realitatea obiectivă*, Editura politică, 1972.

Scanned with CamScanner

Deoarece masa μ nu poate să fie decît extrem de mică, iar energia W știm că este enorm de mare, urmează că viteza C trebuie să fie de asemenea foarte mare, cu mult mai mare decît viteza luminii. Dacă saltul de la viteza c la viteza C ar fi comparabil cu saltul de la viteza v ($\approx 3 \cdot 10^2$ m/s, pentru aer) la viteza c, atunci viteza C ar trebui să fie de ordinul $3 \cdot 10^{14}$ m/s $= 3 \cdot 10^{11}$ km/s $= 300$ miliarde de km/s!

Un *an lumină* reprezintă aproximativ $9 \cdot 10^{15}$ metri, deci viteza C, de care ne ocupăm aici, ar fi egală cu aproape trei sutimi de ani lumină pe secundă.

Steaua cea mai apropiată de noi este *Proxima Centauri*, de la care lumina ne vine în 4,3 ani. O rachetă care ar porni de la această stea, cu viteza de $3 \cdot 10^{-2}$ ani lumină pe secundă, ar ajunge la noi după un interval de timp de

$$t = \frac{s}{v} = \frac{\text{4,3 ani lumină}}{3 \cdot 10^{-2} \text{ ani lumină/secundă}} \approx 100 \text{ s} \approx 2 \text{ min},$$

neglijînd timpul de accelerare și de frînare.

Cum rămîne atunci cu principiul constanței vitezei luminii, prescris de relativitatea restrînsă? Trebuie să admitem că există cîte o viteză limită pentru fiecare nivel al realității fizice. Viteza c a luminii este limita vitezelor numai pentru fenomenele de la nivelul microscopic; la alte nivele intervin alte viteze limită.

De asemenea, putem presupune că principiul relativității restrînse, valabil pentru primele două nivele, este valabil și nivelului subcuantic. Bineînțeles că, pentru acest nivel, vor fi folosite formule de transformare mai complicate, așa după cum formulele lui Lorentz sînt mai complicate decît formulele lui Galilei de la nivelul macroscopic.

Faptul că viteza limită de la nivelul subcuantic are o valoare enormă ne dă de gîndit asupra posibilităților noastre de explorări cosmice, atunci cînd vom reuși să cunoaștem și să folosim nivelul subcuantic al structurii materiei. Rachetele cosmice se vor putea avînta în univers la depărtări neînchipuit de mari, străbătînd galaxiile în intervale de timp comparabile cu săptămînile sau lunile pămînteşti. Acesta ar putea fi cazul O.Z.N.-urilor de astăzi, dacă ele există în adevăr, ca mesageri ai unor alte lumi cu posibilități tehnice neînchipuit de mari.

Scanned with CamScanner

Electrodinamica clasică a cunoscut o dezvoltare rapidă după descoperirea cîmpului electromagnetic, definit prin ecuaţiile lui Maxwell:

$$\text{rot}\,\vec{H}=\dot{\vec{D}}$$

$$\text{rot}\,\vec{E}=-\dot{\vec{B}}$$

$$\text{div}\,\vec{D}=0 \qquad \text{div}\,\vec{B}=0,$$

în care avem pentru vid

$$\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E},$$

$$\vec{B}=\mu_0\vec{H},$$

literele din aceste formule avînd semnificaţia lor cunoscută. Intervenind cu principiul relativităţii restrînse, Einstein a obţinut condiţiile în care aceste ecuaţii îşi păstrează forma, cînd trecem de la un sistem inerţial la altul aflat în mişcare relativă cu viteza v. Aceste condiţii, reprezentînd *formulele de transformare ale cîmpului electromagnetic*, au adîncit cunoaşterea fenomenelor electrodinamice, dînd la iveală fapte noi şi relaţii noi între fenomene. În felul acesta a fost elaborată o electrodinamică relativistă, considerată pe drept cuvînt ca unul din marile succese ale teoriei relativităţii.

În cele ce urmează ne vom ocupa numai de două probleme ale acestei electrodinamicii, una în legătură cu forţa lorentziană şi alta cu legea inducţiei electromagnetice. În prealabil vom stabili formulele de transformare ale cîmpului electromagnetic, de care vom avea nevoie în dezvoltările ulterioare.

Să considerăm în sistemul inerţial O un punct $P\,(x, y, z)$, în care există un cîmp electromagnetic definit prin ecuaţiile lui Maxwell. Ne propunem să stabilim în ce condiţii ecuaţiile lui Maxwell îşi păstrează forma cînd trecem de la sistemul inerţial O la sistemul inerţial O', folosind formulele de transformare ale lui Lorentz. În acest scop, vom scrie ecuaţiile lui

Scanned with CamScanner

Maxwell renunţînd la simbolistica vectorială şi adoptînd pe cea cu derivate parţiale:

$$\text{(a)}\quad \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \qquad -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad \text{(b)}$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \qquad -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \qquad -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}$$

$$\text{(c)}\quad \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \qquad \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \text{(d)}$$

Ne ocupăm mai întîi de formula (a). Avem, după cum se ştie,

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial x'}\frac{\partial x'}{\partial t} + \frac{\partial E_x}{\partial y'}\frac{\partial y'}{\partial t} + \frac{\partial E_x}{\partial z'}\frac{\partial z'}{\partial t} + \frac{\partial E_x}{\partial t'}\frac{\partial t'}{\partial t}.$$

Deoarece x este constant (punctul P fiind fix în sistemul O), iar y' şi z' nu depind de t, deducem din formulele lui Lorentz)

$$\frac{\partial x'}{\partial t} = -\frac{v}{\alpha}, \quad \frac{\partial y'}{\partial t} = \frac{\partial z'}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial t'}{\partial t} = \frac{1}{\alpha}.$$

Obţinem astfel:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{\partial E_x}{\partial t'} - v\frac{\partial E_x}{\partial x'}\right). \qquad \text{(II.11.1)}$$

Avem de asemenea

$$\frac{\partial E_x}{\partial x'} = \frac{\partial E_x}{\partial x}\frac{\partial E_x}{\partial x'} + \frac{\partial E_x}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial x'} + \frac{\partial E_x}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial x'} + \frac{\partial E_x}{\partial t}\frac{\partial t}{\partial x'}$$

şi, din formulele lui Lorentz (reciproce), deducem

$$\frac{\partial x}{\partial x'} = \frac{1}{\alpha}, \quad \frac{\partial y}{\partial x'} = \frac{\partial z}{\partial x'} = 0, \quad \frac{\partial t}{\partial x'} = \frac{1}{\alpha}\frac{v}{c^2},$$

deci

$$\frac{\partial E_x}{\partial x'} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{v}{c^2}\frac{\partial E_x}{\partial t}. \qquad \text{(II.11.2)}$$

Scanned with CamScanner

Introducem acest rezultat în formula (II.11.1)

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial E_x}{\partial t'} - \frac{v}{\alpha}\left(\frac{1}{\alpha}\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{v}{\alpha c^2}\frac{\partial E_x}{\partial t}\right),$$

de unde

$$\left(1+\frac{v^2}{\alpha^2 c^2}\right)\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial E_x}{t'} - \frac{v}{\alpha^2}\frac{\partial E_x}{\partial x};$$

dar

$$\frac{v^2}{\alpha^2 c^2} = \frac{v^2}{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)c^2} = \frac{v^2}{c^2 v^2},$$

deci rezultă:

$$1+\frac{v^2}{c^2-v^2} = \frac{c^2}{c^2-v^2} = \frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{\alpha^2},$$

astfel că

$$\frac{1}{\alpha^2}\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial E_x}{\partial t'} - \frac{v}{\alpha^2}\frac{\partial E_x}{\partial x},$$

de unde

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \alpha\frac{\partial E_x}{\partial t'} - v\frac{\partial E_x}{\partial x}.$$

Din formula (*c*) a lui Maxwell, scoatem

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = -\left(\frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right),$$

aşa că

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \alpha\frac{\partial E_x}{\partial t'} + v\left(\frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right). \qquad \text{(II.11.3)}$$

Introducînd acest rezultat în ecuaţia (a) a lui Maxwell, obţinem

$$\varepsilon_0\alpha\frac{\partial E_x}{\partial t'} + \varepsilon_0 v\left(\frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right) = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}$$

sau

$$\varepsilon_0\frac{\partial E_x}{\partial t'} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{1}{\alpha}\frac{\partial H_y}{\partial z} - \varepsilon_0\frac{v}{\alpha}\frac{\partial E_y}{\partial y} - \varepsilon_0\frac{v}{\alpha}\frac{\partial E_z}{\partial z},$$

care se mai poate scrie ($y=y'$ şi $z=z'$):

$$\varepsilon_0\frac{\partial E_x}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial y'}\left[\frac{1}{\alpha}(H_x - \varepsilon_0 E_y)\right] - \frac{\partial}{\partial z'}\left[\frac{1}{\alpha}(H_y + v\,\varepsilon_0 E_y)\right].$$

Scanned with CamScanner

Potrivit principiului relativității, ecuația (a) din sistemul O trebuie să aibă aceeași formă și în sistemul O':

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E'_x}{\partial t'} = \frac{\partial H'_z}{\partial y'} - \frac{\partial H'_y}{\partial z'}.$$

Comparînd această expresie cu precedenta, deducem:

$$E'_x = E_x$$

$$H'_z = \frac{1}{\alpha}(H_z - v\varepsilon_0 E_y) \qquad \text{(II.11.4)}$$

$$H'_y = \frac{1}{\alpha}(H_y + v\varepsilon_0 E_z),$$

care reprezintă o parte din formulele de transformare ale cîmpului electromagnetic.

Pentru a stabili restul formulelor de transformare, vom porni de la formula (b) a lui Maxwell, care este perfect analoagă cu formula (a) folosită în calculul precedent. Procedînd exact ca mai sus, obținem mai întîi formula

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{\partial H_x}{\partial t'} - v\frac{\partial H_x}{\partial x'}\right),$$

care este asemănătoare cu (II.11.1). Continuînd calculul, se obține

$$\frac{\partial H_x}{\partial x'} = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{v}{c^2}\frac{\partial H_x}{\partial t}\right),$$

formulă analoagă cu (II.11.2). Combinînd aceste două relații, avem

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \alpha\frac{\partial H_x}{\partial t'} - v\frac{\partial H_x}{\partial x}$$

și, ținînd seamă de formula (d), ajungem la

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \alpha\frac{\partial H_x}{\partial t'} + v\left(\frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z}\right),$$

formulă perfect asemănătoare cu (II.11.3). Introducem acest rezultat în formula (*b*):

$$-\mu_0\alpha\frac{\partial H_x}{\partial t'} - \mu_0 v\left(\frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z}\right) = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z},$$

de unde

$$-\mu_0\frac{\partial H_x}{\partial t'} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial E_z}{\partial y'} - \frac{1}{\alpha}\frac{\partial E_y}{\partial z'} + \mu_0\frac{v}{x}\frac{\partial H_y}{\partial y'} + \mu_0\frac{v}{\alpha}\frac{\partial H_z}{\partial z'},$$

Scanned with CamScanner

care se mai poate scrie

$$-\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial y'}\left[\frac{1}{\alpha}(E_z + v\,\mu_0 H_y)\right] - \frac{\partial}{\partial z'}\left[\frac{1}{\alpha}(E_y - v\,\mu_0 H_z)\right].$$

Potrivit principiului relativității, ecuația (b) din sistemul O trebuie să aibă aceeași formă și în sistemul O':

$$-\mu_0 \frac{\partial H'_x}{\partial t'} = \frac{\partial E'_z}{\partial y'} - \frac{\partial E'_y}{\partial z'}.$$

Comparînd deci această expresie cu precedenta, deducem:

$$H'_x = H_x$$

$$E'_z = \frac{1}{\alpha}(E_z + v\,\mu_0 H_y) \qquad \text{(II.11.5)}$$

$$E'_y = \frac{1}{\alpha}(E_y - v\,\mu_0 H_z),$$

care reprezintă restul formulelor de transformare ale cîmpului electromagnetic.

Să stabilim acum expresiile reciproce ale acestor formule de transformare. Este suficient un singur exemplu, pentru că celelalte formule se tratează matematic în același fel.

Considerăm una din formulele de transformare ale cîmpului electromagnetic:

$$H'_z = \frac{1}{\alpha}(H_z - v\,\varepsilon_0 E_y),$$

de unde

$$\alpha H'_z = H_z - v\,\varepsilon_0 E_y.$$

Din formula de transformare a lui E'_y, cuprinsă în (II.11.5), avem

$$E_y = \alpha E'_y + v\,\mu_0 H_z.$$

Introducem această expresie în formula precedentă și obținem

$$H_z = \alpha H'_z + \varepsilon_0 v(\alpha E'_y + v\,\mu_0 H_z),$$

sau

$$H_z = \alpha(H'_z + v\,\varepsilon_0 E'_y) + \varepsilon_0 \mu_0 v^2 H_z.$$

Scanned with CamScanner

Din formula (II.2.1), deducem:

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$$

deci

$$H_z \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = \alpha (H'_z + v\, \varepsilon_0\, E'_y).$$

Dar

$$1 - \frac{v^2}{c^2} = \alpha^2,$$

astfel că

$$H_z = \frac{1}{\alpha} (H'_z + v\varepsilon_0 E'_y),$$

care este una din formulele reciproce de transformare ale cîmpului electromagnetic. Celelalte formule sînt:

$$H_y = \frac{1}{\alpha} (H'_y - v\varepsilon_0 E'_z)$$

$$H_x = H'_x,$$

precum şi

$$E_x = E'_x$$

$$E_y = \frac{1}{\alpha} (E'_y + v\mu_0 H'_z) \qquad \text{(II.11.6)}$$

$$E_z = \frac{1}{\alpha} (E'_z - v\mu_0 H'_y).$$

După cum se vede, trecerea de la o formulă directă la cea reciprocă se face transferînd accentul de la literele accentuate la cele neaccentuate şi înlocuind pe v cu $-v$. Astfel, cunoscînd formulele directe de transformare ale cîmpului electromagnetic, putem scrie imediat formulele reciproce corespunzătoare.

Aceste formule de transformare permit o cunoaştere mai adîncă a cîmpurilor electrice şi magnetice, în sensul că ni se dezvăluie caracterul lor relativ. Existenţa acestor cîmpuri nu are un caracter absolut, cum s-a crezut multă vreme; ele pot să apară şi ca efecte relativiste pentru observatorii în mişcare.

Bunăoară, să considerăm cele două sisteme inerţiale O' şi O, de care ne-am ocupat pînă acum; în sistemul O' pro-

Scanned with CamScanner

ducem un cîmp magnetic constant. Acest fenomen fizic este cercetat de cei doi observatori: O', în repaus față de cîmpul magnetic, și O, în mișcare (rectilinie și uniformă cu viteza v) față de acest cîmp. Ce constată acești observatori?

Observatorul O' constată existența componentelor H'_x, H'_y, H'_z ale cîmpului magnetic din sistemul său. Întrucît nu există și un cîmp electric, el trebuie să pună:

$$E'_x=E'_y=E'_z=0.$$

Observatorul O constată că, pentru el, cîmpul magnetic din sistemul O' are componentele H_x, H_y, H_z. El poate determina aceste componente folosind formulele reciproce de transformare, stabilite anterior. Ținînd seama de egalitățile de mai sus, acest observator poate scrie:

$$H_x=H'_x, \quad H_y=\frac{1}{\alpha}H'_y, \quad H_z=\frac{1}{\alpha}H'_z.$$

Dar observatorul O trebuie să constate și existența unui cîmp electric E, deoarece componentele H'_y și H'_z ale cîmpului magnetic din sistemul O' pun în evidență, potrivit formulelor de transformare ale cîmpurilor, existența unui cîmp electric de componente:

$$E_x=E'_x=0, \quad E_y=\frac{1}{\alpha}v\mu_0 H'_z, \quad E_z=-\frac{1}{\alpha}v\mu_0 H'_y. \qquad \text{(II.11.7)}$$

Astfel, cîmpul magnetic în mișcare față de un observator apare acestuia însoțit de un cîmp electric. Experiența verifică această concluzie teoretică: se știe că, atunci cînd un cîmp magnetic se deplasează, el produce în spațiul înconjurător un cîmp electric rotațional. Este cazul cunoscut al magnetului, care, deplasîndu-se, produce în jurul lui un cîmp electric capabil să antreneze electronii dintr-un circuit (inducția electromagnetică), dînd astfel naștere unui curent electric.

Un rezultat asemănător se obține și dacă în referențialul O' se găsește un cîmp electric constant $\vec{E}'$. Observatorul O' știe că în sistemul său nu există cîmp magnetic:

$$H'_x=H'_y=H'_z=0.$$

Dar observatorul O constată existența atît a cîmpului electric $\vec{E}$ cît și a unui cîmp magnetic $\vec{H}$, deoarece componentele E'_y și E'_z ale cîmpului electric, în mișcare cu viteza

Scanned with CamScanner

relativă v, determină apariţia cîmpului magnetic $\vec{H}$, după cum o dovedesc formulele de transformare a cîmpurilor:

$$H_y = -\frac{1}{\alpha} v\varepsilon_0 E'_z \qquad H_z = \frac{1}{\alpha} v\varepsilon_0 E'_y.$$

Şi această concluzie este confirmată de experienţă, datorită fenomenului de inducţie magnetoelectrică; un cîmp electric (sau o sarcină electrică) în mişcare produce în jurul lui un cîmp magnetic. Aşadar, cîmpurile care pentru observatorii în repaus sînt pur electrice sau pur magnetice, apar observatorilor în mişcare ca avînd un caracter mixt.

Cu ajutorul formulelor de transformare ale cîmpurilor putem să stabilim şi formulele de transformare ale forţelor, cînd trecem de la un sistem inerţial la altul. Pentru aceasta, presupunem că în sistemul O' există numai un cîmp electric E'. Neexistînd şi un cîmp magnetic, putem scrie:

$$H'_x = H'_y = H'_z = 0.$$

În acest sistem există o sarcină electrică q în repaus. Forţa de interacţiune dintre cîmpul electric şi sarcina staţionară q este forţa coulombiană $\vec{F}'$ (pentru observatorul O'), respectiv $\vec{F}$ (pentru observatorul O). Avem:

$$F'_x = qE'_x \qquad F'_y = qE'_y \qquad F'_z = qE'_z.$$

În teoria relativităţii se demonstrează că sarcina electrică este un invariant, adică are aceeaşi valoare în toate sistemele inerţiale. Putem scrie, deci, pentru forţa electrică determinată de observatorul O:

$$F_x = qE_x \qquad F_y = qE_y \qquad F_z = qE_z.$$

Să trecem de la forţa $\vec{F}'$ la forţa $\vec{F}$, folosind formulele de transformare ale cîmpurilor (II.11.6) şi, ţinînd seamă de inexistenţa cîmpului magnetic în sistemul O' ($H'_x = H'_y = H'_z = 0$). Obţinem

$$E_x = E'_x \qquad E_y = \frac{1}{\alpha} E'_y \qquad E_z = \frac{1}{\alpha} E_z,$$

deci:

$$F_x = qE'_x \qquad F_y = \frac{1}{\alpha} qE'_y \qquad F_z = \frac{1}{\alpha} qE'_z$$

Scanned with CamScanner

sau

$$F_x = F'_x \qquad F_y = \frac{1}{\alpha} F'_y \qquad F_z = \frac{1}{\alpha} F'_z, \qquad \text{(II.11.8)}$$

relații care exprimă legea de transformare a forțelor în dinamica relativistă[1].

a) *Forța lorentziană*. Este forța cu care un cîmp magnetic acționează asupra unei sarcini electrice în mișcare. Însemnînd cu q sarcina electrică și cu $\vec{v}$ viteza ei față de cîmpul magnetic de inducție $\vec{B}$, pentru expresia forței lorentziene avem:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}. \qquad \text{(II.11.9)}$$

Să dovedim că această forță constituie un efect relativist. Presupunem că cele două sisteme inerțiale O' și O se găsesc într-un cîmp magnetic: sistemul O este în repaus față de acest cîmp, iar sistemul O' se mișcă față de el rectiliniu și uniform cu viteza v. În sistemul O' se găsește o sarcină imobilă q. Pentru observatorul O, această sarcină se mișcă cu viteza v într-un cîmp magnetic, astfel că asupra ei se exercită forța lorentziană $\vec{F}$. Care este originea acestei forțe?

După cum am arătat, în sistemul O' apare un cîmp electric suplimentar $\vec{E}'$. Acesta exercită asupra sarcinei q o forță $\vec{F}'$:

$$F'_x = qE'_x \qquad F'_y = qE'_y \qquad F'_z = qE'_z.$$

Să stabilim expresiile acestei forțe pentru observatorul O, știind că în sistemul acestui observator nu există cîmp elec-

---

[1] În multe publicații, formulele (II.11.8) sînt date sub forma

$$F'_x = F_y \qquad F'_y = \frac{1}{\alpha} F_y \qquad F'_z = \frac{1}{\alpha} F_z. \qquad \text{(II.11.8 bis)}$$

Deosebirea este numai aparentă, în legătură cu sistemul în care se exercită forța considerată, deci cu sistemul în care se află sarcina electrică. Cînd observatorul se află în repaus față de forță (observatorul O' în primul caz și observatorul O în al doilea caz) sînt valabile formulele (II.11.8), iar cînd observatorul se află în mișcare față de forță, se aplică formulele (II.11.8 bis). În ambele cazuri, cele două șiruri de formule indică același lucru: forța determinată de un observator este mai mare cînd acesta se află în mișcare față de ea. Astfel, formulele (II.11.8) și (II.11.8 bis) sînt reciproce, putîndu-se trece de la unele la altele prin regula cunoscută (deplasarea accentelor).

Scanned with CamScanner

tric ($E_x=E_y=E_z=0$). Din formulele de transformare (II.11.5) deducem

$$E'_x=E_x=0 \qquad E'_y=-\frac{1}{\alpha}v\mu_0 H_z \qquad E'_z=\frac{1}{\alpha}v\mu_0 H_y,$$

astfel că

$$F'_x=0 \qquad F'_y=-\frac{1}{\alpha}qv\mu_0 H_z \qquad F'_y=\frac{1}{\alpha}qv\mu_0 H_y$$

și, ținînd seamă de (II.11.8 bis) avem

$$F_x=0 \qquad F_y=-qvB_z \qquad F_z=qvB_y, \qquad \text{(II.11.10)}$$

care reprezintă proiecțiile pe axele de coordonate ale forței lorentziene $\vec{F}$ pentru sistemul inerțial O. Aceste trei expresii corespund produsului vectorial (II.11.9); căci, dacă reprezentăm acest produs prin formulele scalare corespunzătoare, avem:

$$F_x=q(v_yB_z-v_zB_y)$$
$$F_y=q(v_zB_x-v_xB_z)$$
$$F_z=q(v_xB_y-v_yB_x).$$

Viteza v este orientată pe direcția Ox, deci

$$v_x=v \qquad v_y=v_z=0.$$

Prin urmare, expresiile precedente ale componentelor forței $\vec{F}$ se reduc la

$$F_x=0 \qquad F_y=-qvB_z \qquad F_z=qvB_y$$

care, comparate cu (II.11.10), dovedesc că, într-adevăr, forța $\vec{F}$ este forța lorentziană cu care cîmpul magnetic acționează asupra sarcinii electrice în mișcare q. Întrucît am obținut această forță prin transformări relativiste, înseamnă că o putem considera și pe ea ca un efect relativist.

b) *Legea inducției electromagnetice.* Considerăm cele două sisteme inerțiale O' și O, aflate în mișcare relativă cu viteza v de-a lungul axei $Ox(O'x')$. În sistemul O' se află un cîmp magnetic $\vec{H}'$, orientat pe direcția $O'y'$, astfel că

$$H'_x=H'_z=0.$$

Scanned with CamScanner

Datorită mişcării, în sistemul O' apare un cîmp electric E' care se prezintă observatorului O ca un cîmp electric $\vec{E}$, avînd componentele:

$$E_x = E'_x$$

$$E_y = \frac{1}{\alpha}(E'_y + v\mu_0 H'_z) = \frac{1}{\alpha}E'_y \qquad \text{(II.11.11)}$$

$$E_z = \frac{1}{\alpha}(E'_z - v\mu_0 H'_y).$$

În sistemul O, presupunem o bară conductoare de lungime l, aflată pe direcţia Oz. Cînd sistemul O' se deplasează în modul cunoscut, liniile cîmpului $\vec{H}'$ sînt tăiate de această bară. Cîmpul electric E'_z de pe direcţia barei produce electronilor liberi din cuprinsul ei o mişcare suplimentară, făcîndu-i să se acumuleze la un capăt al barei. Aceasta duce la naşterea unui cîmp electric E''_z de sens contrar cîmpului E'_z. Mişcarea suplimentară a electronilor din bară încetează în momentul cînd cîmpul E''_z devine egal cu E'_z. Atunci cîmpul total din bară este nul, aşa că

$$E'_x = E'_y = E'_z = 0,$$

ceea ce înseamnă că din formulele (II.11.11) ne rămîne numai

$$E_z = -\frac{1}{\alpha}v\mu_0 H'_y.$$

Ştiind că $E'_z = 0$, din formula de transformare a lui H_y obţinem

$$H_y = \frac{1}{\alpha}H'_y,$$

aşa că

$$E_z = -v\mu_0 H_y = -vB_y.$$

Să înmulţim această egalitate cu lungimea l a barei:

$$E_z l = -vlB_y. \qquad \text{(II.11.12)}$$

Produsul vl reprezintă aici aria măturată de conductorul l în unitatea de timp, iar produsul vlB exprimă fluxul magnetic care străbate această arie în unitatea de timp. Rezultă:

$$vlB_y = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \qquad \text{(II.11.13)}$$

Scanned with CamScanner

Însemnînd cu V diferența de potențial de la capetele barei, avem, după cum se știe:

$$E_z = \frac{V}{l}$$

și, cum forța electromotoare de inducție $\mathcal{E}$ este egală, în circuit deschis, cu diferența de potențial de la capetele ei, deducem

$$\mathcal{E} = V = E_z l. \qquad \text{(II.11.14)}$$

Introducînd (II.11.14) și (II.11.13) în formula (II.11.12) obținem

$$\mathcal{E} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t},$$

formulă care exprimă *legea inducției electromagnetice.*

Inducția electromagnetică apare astfel ca un efect relativist, datorită mișcării relative a unui conductor față de un cîmp magnetic (sau reciproc).

Procedînd în mod analog, dar considerînd că în sistemul O' avem inițial un cîmp electric orientat pe direcția $O'y'$, obținem *formula inducției magnetomotoare: forța magnetomotoare de inducție este egală cu viteza de variație a fluxului inducției electrice*[1].

[1] N. Bărbulescu, *Elemente de fizică generală*, p. 585, Editura didactică și pedagogică, 1952.

Scanned with CamScanner

III. RELATIVITATEA GENERALIZATĂ

... Cea mai mare realizare a gîndirii umane despre natură, îmbinarea cea mai uimitoare a profunzimii filosofice, a intuiției fizice și a măiestriei matematice.

MAX BORN

III.1. GENERALIZAREA PRINCIPIULUI RELATIVITĂȚII

Relativitatea restrînsă acordă sistemelor inerțiale un rol privilegiat. Numai aceste sisteme au proprietatea de a nu altera legile fenomenelor fizice din cuprinsul lor. O lege fizică, valabilă într-un sistem inerțial, păstrează aceeași formă în toate sistemele inerțiale. Aceasta din cauză că în sistemele inerțiale nu apar efecte interne, care să pună în evidență mișcarea sistemelor.

Ce se poate spune însă despre celelalte sisteme de referință, care nu sînt inerțiale? S-ar părea la început că, pentru astfel de sisteme, nu poate fi vorba de invarianța legilor fizice, deoarece ele influențează fenomenele fizice din cuprinsul lor. Efectele interne care se produc în timpul mișcării sistemelor neinerțiale modifică forma legilor fizice.

Și totuși, în 1916, Einstein a îndrăznit să afirme că principiul relativității trebuie să fie valabil și în cazul sistemelor neinerțiale. Cu alte cuvinte, nu ne putem limita la *o relativitate restrînsă* — restrînsă la sistemele inerțiale — ci trebuie să considerăm o *relativitate generalizată*, valabilă pentru toate sistemele de referință, atît inerțiale cît și neinerțiale. *Legile fenomenelor fizice păstrează aceeași formă în toate sistemele de referință*, iată principiul relativității generalizate. Să justificăm posibilitatea extinderii principiului relativității și la sistemele neinerțiale. Pentru aceasta e necesar

Scanned with CamScanner

să analizăm, în prealabil, proprietăţile fundamentale ale sistemelor de referinţă, atît inerţiale cît şi neinerţiale[1].

Sistemele inerţiale se caracterizează prin aceea că în cuprinsul lor este valabil principiul inerţiei. Potrivit acestui principiu, într-un sistem inerţial impulsul oricărui punct material izolat este constant, nu variază cu timpul. Aceasta înseamnă că, într-un sistem inerţial, un punct material izolat se poate găsi sau în repaus, sau în mişcare rectilinie şi uniformă[2].

Sistemele neinerţiale (în mişcare variată de translaţie sau în mişcare de rotaţie) se caracterizează prin aceea că, în cuprinsul lor, principiul inerţiei nu mai este valabil. În asemenea sisteme, un punct material izolat nu are niciodată impulsul constant, ci totdeauna variabil în raport cu timpul, adică un astfel de punct nu se poate găsi nici în repaus, nici în mişcare rectilinie şi uniformă, ci totdeauna în mişcare variată. Am putea spune că sistemele neinerţiale se caracterizează prin aceea că, în cuprinsul lor, este valabil *principiul non-inerţiei; într-un sistem neinerţial, impulsul oricărui punct material izolat este variabil în raport cu timpul.* Aceasta înseamnă că *într-un sistem neinerţial un punct material izolat se află totdeauna în mişcare variată.*

Pentru a fixa ideile, să considerăm ca sistem de reper un vagon de cale ferată (fig. 23). Cînd vagonul se mişcă rectiliniu şi uniform în raport cu pămîntul, el constituie un sistem inerţial (facem abstracţie de rotaţia Pămîntului, ale cărei

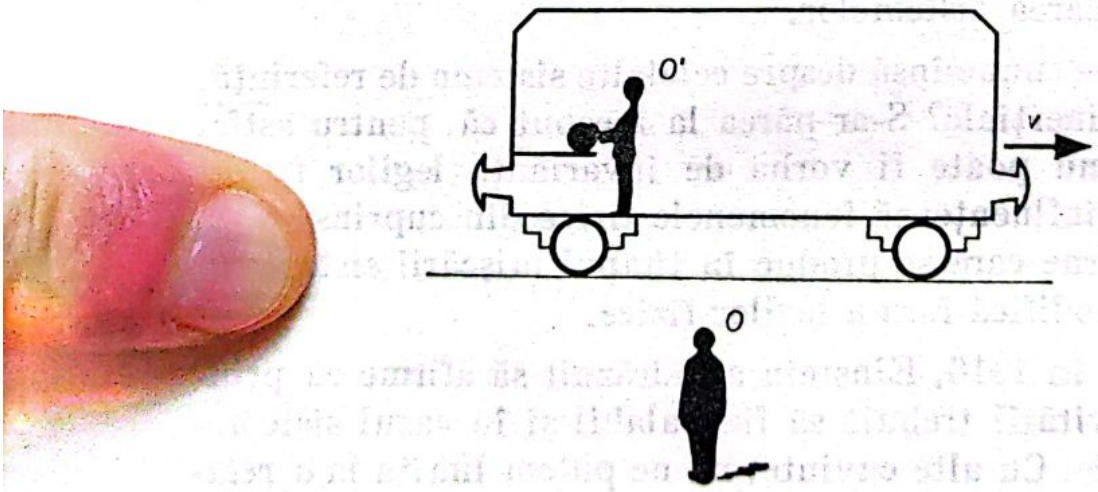


Fig. 23

[1] N. Bărbulescu, *Despre sistemele neinerţiale*, Gazeta matematică şi fizică, seria A, nr. 1 (1957).

[2] Vezi la p. 204 o generalizare a principiului inerţiei, în legătură cu caracterul necuclidian al spaţiului.

Scanned with CamScanner

efecte sînt neglijabile în experienţele de care ne ocupăm). Cînd vagonul se mişcă accelerat, el constituie un sistem inerţial.

În primul caz, un observator O' din vagon aşează o bilă pe o placă orizontală, fixată de peretele vagonului: bila rămîne în repaus. Deoarece bila poate fi considerată aici ca un punct material practic izolat, această experienţă ne ilustrează un aspect al comportării punctului material izolat într-un sistem inerţial.

La un moment dat θ, mişcarea rectilinie şi uniformă a vagonului se schimbă, devenind rectilinie accelerată: viteza vagonului începe să crească în mod continuu. De data aceasta bila nu mai rămîne în repaus; în momentul cînd observatorul O' o aşează pe placa orizontală, bila începe imediat o mişcare accelerată, în sens contrar mişcării vagonului. Se constată, aşadar, că într-un sistem neinerţial, un punct material izolat (în cazul de faţă practic izolat) nu se poate găsi în stare de repaus, ci numai în mişcare variată, cu toate că asupra lui nu acţionează nici o forţă. Rezultatul este paradoxal: *există mişcări variate şi fără intervenţia forţelor*. Să lămurim acest fapt.

Pînă la descoperirea principiului inerţiei oamenii au crezut că un punct material se poate mişca numai dacă asupra lui acţionează în orice moment o forţă; nu se putea închipui o mişcare în absenţa forţelor. Prin formularea principiului inerţiei, s-a recunoscut existenţa mişcării uniform rectilinii şi în absenţa forţelor.

În mod analog, pînă la formularea principiului non-inerţiei (1957) s-a crezut că un punct material nu se poate găsi în mişcare variată, decît numai dacă asupra lui acţionează în orice moment o forţă. Nu se putea închipui o mişcare variată în absenţa forţelor. Principiul non-inerţiei ne relevă însă existenţa mişcărilor variate chiar în absenţa forţelor.

Prin urmare, după cum într-un sistem inerţial poate să existe o mişcare rectilinie şi uniformă a punctelor materiale şi în absenţa forţelor, tot astfel într-un sistem neinerţial poate să existe o mişcare variată a punctelor materiale şi în absenţa forţelor.

Să cercetăm această proprietate a sistemelor neinerţiale de a prezenta în cuprinsul lor mişcări variate, chiar şi în absenţa forţelor. Pentru aceasta, vom considera din nou experienţa precedentă, analizînd modul cum se prezintă fenomenele din vagon şi pentru observatorul O de pe Pămînt.

Scanned with CamScanner

În prima experienţă, cînd vagonul se mişcă rectiliniu şi uniform, observatorul O constată că bila, care pentru observatorul O' este în repaus, se află şi ea în mişcare, avînd aceeaşi viteză ca şi vagonul. Adică mişcarea bilei este complet solidară cu mişcarea vagonului.

În a doua experienţă, cînd vagonul se mişcă accelerat, observatorul O constată, spre deosebire de observatorul O', că în mişcarea bilei nu a intervenit nici o schimbare: ea continuă să se mişte rectiliniu şi uniform, cu aceeaşi viteză ca mai înainte (anterior momentului θ). Aşadar, la momentul θ numai vagonul îşi schimbă mişcarea, trecînd de la mişcarea rectilinie şi uniformă la mişcarea accelerată. Dar bila din cuprinsul lui continuă să execute aceeaşi mişcare rectilinie şi uniformă, ca mai înainte. Cu alte cuvinte, după momentul θ mişcarea bilei nu mai este solidară cu mişcarea vagonului, nu se mai execută amîndouă cu aceeaşi viteză.

Putem să rezumăm într-un tabel deosebirea fundamentală care există între sistemele inerţiale şi cele neinerţiale.

Într-un sistem inerţial:	Într-un sistem neinerţial:
1) Un punct material izolat se poate găsi sau în repaus, sau în mişcare rectilinie uniformă (principiul inerţiei)	1) Un punct material izolat nu se poate găsi nici în repaus, nici în mişcare rectilinie uniformă, ci numai în mişcare variată (principiul non-inerţiei).
2) Mişcarea variată a unui punct material se poate obţine numai prin intervenţia forţelor.	2) Mişcarea variată a unui punct material se poate obţine şi fără intervenţia forţelor.

Să stabilim acum legea mişcării unui punct material faţă de un sistem neinerţial. Ne vom limita numai la cazul cînd mişcarea sistemului este o simplă translaţie.

Presupunem mai întîi că sistemul de referinţă este inerţial. Dacă asupra unui punct material de masă m, aflat în acest sistem, acţionăm cu o forţă $\vec{F}$, punctul capătă o acceleraţie pe direcţia şi în sensul forţei. Potrivit legii lui Newton, avem

$$\vec{F}=m\vec{\gamma}, \qquad \text{(III.1.1)}$$

Scanned with CamScanner

Să facem aceeaşi experienţă, dar într-un sistem neinerţial, aflat în mişcare de translaţie uniform variată faţă de Pămînt. Într-un astfel de sistem, toate punctele materiale izolate au o mişcare de fond, care este o mişcare uniform variată, de acceleraţie $\vec{\gamma}_0$. Totul se petrece ca şi cum în sistemul de referinţă ar fi apărut un cîmp de forţe, care produce fiecărui punct liber o acceleraţie $\vec{\gamma}_0$. Acest cîmp a primit denumirea de *cîmp inerţial*. Cînd intervenim cu forţa $\vec{F}$, aceasta produce punctului material o acceleraţie $\vec{\gamma}$, care se însumează vectorial cu acceleraţia de fond $\vec{\gamma}_0$. Prin urmare, cînd acţionează forţa $\vec{F}$, acceleraţia $\vec{\gamma}_R$ ce o manifestă punctul material este

$$\vec{\gamma}_R=\vec{\gamma}_0+\vec{\gamma},$$

sau

$$m\,\vec{\gamma}_R=m\,\vec{\gamma}_0+m\,\vec{\gamma},$$

de unde, ţinînd seamă de formula (III.1.1):

$$m\,\vec{\gamma}_R=m\,\vec{\gamma}_0+\vec{F}.$$

Am putea considera că mişcarea punctului material, de acceleraţie $\vec{\gamma}_R$, se execută ca şi cum ar fi produsă de forţa $\vec{F}_R$:

$$\vec{F}_R=-m\,\vec{\gamma}_R,$$

deci

$$\vec{F}_R=\vec{F}+m\,\vec{\gamma}_0.$$

Acceleraţia de fond $\vec{\gamma}_0$, pe care o au toate punctele materiale izolate din sistemul neinerţial, este egală şi de sens contrar cu acceleraţia de transport $\vec{\gamma}_t$ a sistemului respectiv:

$$\vec{\varphi}=m\,\vec{\gamma}_0=-m\,\vec{\gamma}_t,$$

adică

$$\vec{F}_R=\vec{F}+\vec{\varphi}.$$

Vectorul $\vec{\varphi}$ nu reprezintă o forţă reală, întrucît o astfel de forţă ar imprima punctelor materiale o acceleraţie propor-

Scanned with CamScanner

ţională cu masa lor. Dimpotrivă, vectorul $\vec{\varphi}$ imprimă tuturor punctelor, oricare ar fi masa lor, aceeaşi acceleraţie $\vec{\gamma}_0$. Se spune, de aceea, că vedtorul $\vec{\varphi}$ reprezintă o forţă fictivă, cunoscută în general sub numele de *forţă de inerţie.*

Deoarece

$$\vec{F}_R = m\,\vec{\gamma}_R,$$

urmează că *ecuaţia mişcării unui punct material într-un sistem neinerţial în translaţie este identică cu ecuaţia mişcării aceluiaşi punct într-un sistem inerţial* ($\gamma_0 = 0$); însă:

$$\vec{F} = m\,\vec{\gamma},$$

dacă înlocuim vectorii $\vec{F}$ şi $\vec{\varphi}$ prin suma lor. Astfel, *dinamica sistemelor neinerţiale se poate reduce la dinamica sistemelor inerţiale, cu condiţia ca alături de forţele acţionate să considerăm şi forţele de inerţie (fictive).* În felul acesta, legea fizică după care se execută mişcarea accelerată a unui punct material într-un sistem neinerţial devine identică cu legea fizică după care se execută mişcarea aceluiaşi punct material în orice sistem inerţial. Adică, în acest caz, — cînd tinem seama şi de forţele de inerţie — sistemele neinerţiale se comportă ca sisteme inerţiale, îndreptăţind generalizarea principiului relativităţii la toate sistemele de referinţă, oricare ar fi mişcarea lor de translaţie.

După Einstein, faptul că legile fizice au aceeaşi formă în toate sistemele de referinţă se exprimă cel mai bine cu ajutorul mărimilor matematice numite *tensori.* În adevăr, tensorii au proprietatea că, dacă componentele lor sînt nule într-un sistem de coordonate, ele sînt de asemenea nule în oricare alt sistem de coordonate. Astfel că o lege fizică, exprimată într-un sistem de coordonate prin anularea unui tensor sau prin egalitatea a doi tensori, se exprimă la fel în oricare alt sistem de coordonate, aşa cum cere principiul relativităţii generale.

Pe de altă parte, Einstein înlocuieşte în calculele sale coordonatele folosite curent în matematică prin *coordonate Gauss.* Acestea au proprietatea importantă că schimbarea lor nu alterează forma ecuaţiilor care exprimă legile fizice. Schimbarea sistemului de coordonate Gauss poate fi efectuată nu numai cu ajutorul formulelor lui Lorentz, ci cu oricare alte formule de transformare. De aceea, în teoria relativităţii generalizate formulele de transformare ale lui Lorentz nu mai apar

Scanned with CamScanner

explicit în calcule, ca în cazul relativităţii restrînse, deoarece principiul relativităţii este satisfăcut oricum am face transformarea coordonatelor Gauss. Astfel, după cum scrie Einstein, „toate sistemele de coordonate Gauss sînt în principiu echivalente pentru exprimarea legilor generale ale naturii".

III.2. PRINCIPIUL ECHIVALENŢEI[1]

Consideraţiile precedente ne-au arătat că putem realiza cîmpuri inerţiale (de forţe fictive), cu ajutorul sistemelor neinerţiale. Aceste cîmpuri sînt caracterizate prin aceea că, în cuprinsul lor, toate corpurile libere capătă aceeaşi acceleraţie (acceleraţia de fond γ_0). Deoarece cîmpul gravitaţional din jurul Pămîntului impune tuturor corpurilor o aceeaşi acceleraţie sîntem îndreptăţiti că credem că el ar fi echivalent cu un cîmp inerţial.

Există o deosebire fundamentală între un cîmp de forţe reale (bunăoară cîmpul electrostatic) şi un cîmp de forţe fictive, cum este cîmpul inerţial. O forţă reală (produsă prin interacţia corpurilor) imprimă diverselor corpuri acceleraţii diferite, în funcţie de masa lor. De pildă, pe o placă orizontală să aşezăm în rînd mai multe bile, de diverse mase: lovind bilele cu o riglă, pentru a acţiona asupra lor cu aceeaşi forţă, se constată că ele se mişcă cu viteze diferite, deci cu acceleraţii diferite. Bilele de masă mai mare se mişcă mai încet, iar cele de masă mai mică se mişcă mai repede. Dimpotrivă, aceleaşi bile, lăsate să cadă în cîmpul gravitaţional de la aceeaşi înălţime, cad toate în vid cu aceeaşi viteză (aceeaşi acceleraţie).

Putem deci trage concluzia că forţa gravitaţională (cu care Pămîntul atrage corpurile din jurul lui) nu este o forţă ... ca toate forţele! Ea se comportă ca o forţă fictivă de inerţie,

---

[1] Mai corect ar fi „postulatul echivalenţei", aşa după cum se spune în mod obişnuit „postulatul constanţei vitezei luminii". Căci denumirea de „principiu" este mai pretenţioasă, principiul avînd o extindere mult mai vastă decît postulatul. Astfel, vorbim totdeauna de „principiile termodinamicii" şi de „postulatul zero" al acestei discipline; de asemenea, „principiul lui Pauli" sau „principiul excluderii" este, la drept vorbind, tot un „postulat". La fel „principiul al III-lea al termodinamicii" ar trebui denumit „postulatul lui Nernst", după cum „principiul lui Onsager" din termodinamica proceselor ireversibile ar trebui să fie şi el trecut în rîndul postulatelor.

Scanned with CamScanner

deci nu ar trebui să atribuim Pămîntului această forţă, ci unui sistem neinerţial, solidar cu globul terestru.[1]

Echivalenţa dintre cîmpul gravitaţional şi un cîmp inerţial se bazează astfel pe faptul că acceleraţia gravitaţiei este aceeaşi pentru toate corpurile, indiferent de natura şi masa lor. Galilei a arătat cel dintîi că toate corpurile cad pe Pămînt, de la o aceeaşi înălţime, cu aceeaşi viteză (aceeaşi acceleraţie). Ceva mai tîrziu, Newton a executat experienţa cu tubul ce-i poartă numele, în care corpuri uşoare, de natură şi mase diferite, cad în vid cu aceeaşi viteză (aceeaşi acceleraţie). Deoarece în aceste experienţe nu se pot efectua măsurători precise cu privire la acceleraţia gravitaţiei, s-a căutat să se imagineze alte experienţe, cu mult mai precise. Aceste experienţe au pus în discuţie raportul dintre masa inerţială şi masa gravitaţională. Să vedem mai întîi ce reprezintă aceste noţiuni.

Cînd un corp de masă m_i este acţionat de forţa $\vec{F}$, el capătă acceleraţia $\vec{a}$ definită prin legea lui Newton:

$$\vec{F}=m_i\vec{a}.$$

După cum se ştie, masa m_i din această formulă este un *coeficient de inerţie*; ea exprimă rezistenţa pe care corpul o opune variaţiei vitezei, datorită inerţiei lui. De aceea, masa definită în acest fel, drept coeficient de inerţie, se mai numeşte *masă inerţială*.

Masa gravitaţională se defineşte prin formula atracţiei universale

$$F_A=G\frac{m_g\cdot m'_g}{r^2},$$

în care F_A este forţa de atracţie dintre masele gravitaţionale m_g şi m'_g, depărtate între ele cu distanţa r, G fiind constanta gravitaţiei, independentă de natura şi starea corpurilor. Se poate defini şi mai simplu masa gravitaţională, ca raportul dintre greutate şi acceleraţia gravitaţiei:

$$m_g=\frac{P}{g}.$$

---

[1] Există încă un fapt fundamental care dovedeşte că forţa gravitaţională are un caracter cu totul particular, nemaiîntîlnit la alte forţe, cum ar fi, bunăoară, forţa electrică. Anume, forţa gravitaţională este numai atractivă, contrar forţei electrice care este atît atractivă, cît şi repulsivă. Există oare şi mase gravitaţionale repulsive? În ziua cînd asemenea mase se vor descoperi (dacă se vor descoperi!) teoria einsteiniană a gravitaţiei va trebui să fie reconsiderată.

Scanned with CamScanner

Aşadar, pentru un acelaşi corp putem considera două mase: o masă inerţială m_1, avînd rolul unui coeficient de inerţie, şi o masă gravitaţională m_g, în legătură cu forţa de atracţie ce o poate exercita.

Să considerăm forţa $\vec{F}$ (produsă într-un mod oarecare: destinderea unui arc, expansiunea unui gaz etc.) egală cu forţa de atracţie $\vec{F}_A$ pe care Pămîntul o exercită asupra unui corp de masă inerţială m_i. Sub acţiunea acestei forţe, corpul capătă acceleraţia g:

$$F=m_i g.$$

Deoarece considerăm $F=F_A$, putem scrie

$$m_i g=G\frac{m_g M_g}{R^2},$$

unde M_g este masa gravitaţională a Pămîntului, iar R raza globului terestru. Din relaţia de mai sus, deducem:

$$g=G\frac{m_g}{m_i}\frac{M_l}{R^2}.$$

Mărimile G, M_g şi R fiind independente de natura corpului solicitat, urmează că acceleraţia g nu depinde nici ea de natura corpului respectiv numai dacă raportul m_g/m_i are aceeaşi valoare pentru toate corpurile. Acest raport putînd fi luat egal cu unitatea[1], mai putem scrie

$$g=G\frac{M_g}{R^2},$$

formulă care arată independenţa lui g de natura corpurilor. Aşadar, *cîmpul gravitaţional poate fi considerat ca echivalent cu un cîmp inerţial, numai dacă masa inerţială a corpurilor este egală în toate cazurile cu masa lor gravitaţională*. Această

---

[1] Să explicăm *teorema fundamentală a unităţilor de măsură*

$$\frac{m_g}{m_i}=\frac{[m_i]}{[m_g]}$$

şi, considerînd $[m_i]=[m_g]$, obţinem

$$m_g=m_i$$

adică, luînd aceeaşi unitate de măsură pentru ambele mase, masa gravitaţională devine egală cu masa inerţială respectivă.

Scanned with CamScanner

egalitate influenţează desfăşurarea unor fenomene fizice, ai căror parametri pot fi măsuraţi cu mult mai precis decît acceleraţia gravitaţională g.

Newton a cercetat în acest scop perioada de oscilaţie a pendulelor simple. Teoria elementară a acestui efect poate fi expusă în modul următor:

Să considerăm un pendul simplu care, în timpul oscilaţiei, ocupă la un moment dat poziţia QA (fig. 24 a). Greutatea $\vec{P}$ a punctului material de la capătul firului este, ţinînd seama de definiţia simplă dată masei m_g:

$$\vec{P}=m_g\vec{g}.$$

Mişcarea oscilatorie a pendulului este produsă de componenta $\vec{P}_1$ a greutăţii $\vec{P}$. Din asemănarea triunghiurilor conţinute în figura 24 a (unde confundăm arcul AO cu segmentul AA') obţinem

$$\frac{P_1}{AO}=\frac{P}{l},$$

în care $l=QA$ reprezintă lungimea pendulului simplu. Pe de altă parte, oscilaţia punctului A de o parte şi de alta a pozi-

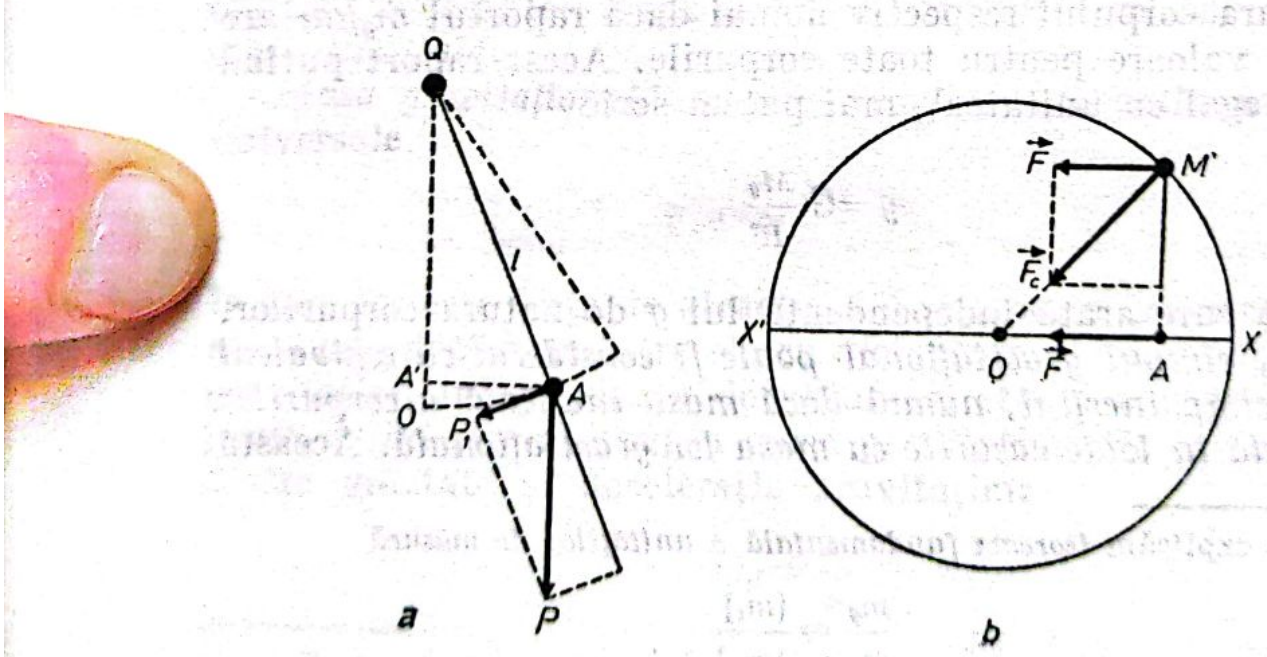


Fig. 24

ţiei mediane O reprezintă, după cum se ştie, proiecţia pe diametrul XX' (fig. 24 b) a mişcării punctului M (de aceeaşi masă cu punctul material al pendulului) pe cercul de rază OX.

Scanned with CamScanner

În această mişcare, punctul M este solicitat de forţa centripetă

$$F_c = m_i \omega^2 R \qquad \left(\omega = \frac{2\pi}{T}\right),$$

a cărei componentă F produce oscilaţia de pe diametrul XX', deci $F = P_1$. Din asemănarea triunghiurilor din figura 24 b, deducem

$$\frac{F}{AO} = \frac{F_c}{R}$$

şi, înlocuind pe F şi F_c prin expresiile lor de mai sus, obţinem

$$\frac{m_g g}{l} = \frac{m_i \omega^2 R}{R},$$

de unde

$$\omega^2 = \frac{m_g}{m_i} \frac{g}{l},$$

deci perioada T a pendulului considerat este

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m_i}{m_g} \frac{l}{g}}.$$

Aceasta este formula pendulului simplu, cînd ţinem seama de masele m_i şi m_g. Dacă raportul m_i/m_g depinde de natura corpurilor, atunci şi perioada T variază după natura substanţelor care alcătuiesc pendulul.

Newton a studiat oscilaţiile pendulelor simple, de care atîrnau mase de natură diferită; a găsit că perioada este aceeaşi, în toate cazurile, cu o precizie de 1/1000. Mai tîrziu, astronomul german Bessel a făcut o serie de experienţe în această privinţă, lucrînd cu pendule din materiale diferite. A obţinut acelaşi rezultat ca şi Newton, dar precizia experienţelor lui era cu mult mai mare, de 1/60 000. În 1894 fizicianul maghiar Eötvös a reluat aceste cercetări, folosind o balanţă de torsiune foarte sensibilă. Principiul acestor experienţe este următorul:

Se ştie că forţa cu care un corp este solicitat la suprafaţă Pămîntului constituie rezultanta forţei de atracţie newtoniană, către centrul globului, şi a forţei centrifuge de inerţie, produsă prin rotaţia Pămîntului. În expresia matematică a primei componente intră masa gravitaţională, iar în expresia celeilalte componente intervine masa inerţială. Dacă aceste mase nu ar fi egale între ele, atunci direcţia forţei cu care

Scanned with CamScanner

un corp este solicitat la suprafaţa Pămîntului ar varia de la un corp la altul, după natura lor. În consecinţă, verticala locului, materializată prin „firul cu plumb", ar lua poziţii diferite, după natura corpurilor care atîrnă de fir. În realitate, Eötvös a găsit că ambele mase sînt egale între ele, cu o precizie mergînd pînă la 1 pe 20 milioane. O precizie şi mai mare, de ordinul 10^{-14}, a obţinut în astfel de experienţe Dicke, în 1961, stabilindu-se în felul acesta, în mod riguros, că *masa inerţială este egală cu masa gravitaţională*, ceea ce duce imediat la concluzia că, pentru fenomenele mecanice, *un cîmp gravitaţional echivalează cu un cîmp inerţial.* Adică fenomenele mecanice care se produc într-un cîmp gravitaţional se desfăşoară la fel ca într-un cîmp inerţial, cînd aceste două cîmpuri au aceeaşi intensitate.

Bunăoară, în cîmpul gravitaţional dintr-un sistem inerţial sau dintr-un sistem în repaus, un corp lăsat liber execută aceeaşi mişcare ca într-un sistem neinerţial care se mişcă cu acceleraţia g. Pentru a dovedi acest fapt, să presupunem un ascensor aflat într-o regiune a spaţiului unde nu există gravitaţie (într-o regiune depărtată de orice corp ceresc). Un observator situat în ascensor lasă liberă o bilă; aceasta stă liniştită în spaţiu, acolo unde a fost pusă (nu cade, nefiind atrasă de vreo forţă).

Să tragem ascensorul în sus, cu o mişcare uniform accelerată de acceleraţie g. De data aceasta, observatorul din ascensor constată că bila, lăsată liberă, cade cu o mişcare uniform accelerată, avînd acceleraţia g, ca şi cum ar fi atrasă în jos. În realitate, nu bila se mişcă în jos, ci podeaua ascensorului se mişcă în sus, uniform accelerat, înspre bilă. Observatorul, fiind solidar cu ascensorul, nu-şi dă seama de propria lui mişcare, şi constată numai că bila se deplasează faţă de el, ca şi cum mişcarea ascensorului ar produce în cuprinsul lui un cîmp gravitaţional. Aşadar, mişcarea de translaţie a unui sistem neinerţial produce în cuprinsul acestuia un cîmp inerţial (cîmp de acceleraţie) de sens contrar mişcării sistemului, cîmp echivalent cu cel gravitaţional.

Se înţelege că această echivalenţă dintre cîmpul inerţial şi cel gravitaţional nu trebuie limitată numai la fenomenele mecanice; ea trebuie extinsă la toate fenomenele fizice, inclusiv cele electromagnetice. Să dovedim că o astfel de echivalenţă există în adevăr.

Considerăm experienţa precedentă, cu ascensorul care se ridică uniform accelerat în absenţa cîmpului gravitaţional.

Scanned with CamScanner

Presupunem că o rază de lumină pătrunde în ascensor, propagîndu-se perpendicular pe direcţia de mişcare a acestuia. În timp ce ascensorul se ridică uniform accelerat, raza de lumină îşi continuă drumul şi ajunge la peretele opus, într-un punct aflat sub nivelul deschiderii prin care a intrat. Pentru observatorul din ascensor, traiectoria razei de lumină este o ramură de parabolă, curbată în jos.

Dacă există echivalenţă între cîmpul inerţial şi cel gravitaţional, atunci raza de lumină trebuie să se curbeze şi în cîmpul gravitaţional, aşa după cum se curbează în cîmpul inerţial. Iată un efect a cărui existenţă nu a fost bănuită pînă la Einstein[1]; ne putem da seama de producerea lui pe baza următoarelor consideraţii:

Presupunem că un punct material pătrunde în cîmpul gravitaţional din jurul Soarelui; traiectoria punctului este o conică, avînd ecuaţia în coordonate polare

$$r=\frac{p}{1+e\cos\varphi}, \qquad \text{(III.2.1)}$$

în care r este depărtarea mobilului de centrul cîmpului, e excentricitatea curbei descrise, iar φ unghiul dintre direcţia r şi axa polară arbitrară. Parametrul p este dat de formula

$$p=\frac{C^2}{k}, \qquad \text{(III.2.2)}$$

unde C este constanta din legea ariilor şi $k=GM$, în care G este constanta gravitaţiei universale, iar M este masa Soarelui. Viteza cu care se mişcă punctul material în cîmpul gravitaţional este

$$v^2=\frac{2k}{r}+h, \qquad \text{(III.2.3)}$$

h fiind o constantă de integrare. Se demonstrează de asemenea că

$$e^2-1=h\frac{C^2}{k^2}. \qquad \text{(III.2.4)}$$

Forma traiectoriei depinde de viteza iniţială cu care punctul pătrunde în cîmpul gravitaţional. Cînd această viteză este foarte mare, punctul material descrie o hiperbolă, iar cînd

[1] În 1801 matematicianul german J. Soldner a relevat acest efect, dar lucrarea lui a trecut complet neobservată.

Scanned with CamScanner

este foarte mică, descrie o elipsă ce se poate apropia de un cerc. Aşadar, cînd punctul material pătrunde într-un cîmp gravitaţional, traiectoria lui se curbează, astfel că apare o deviaţie între direcţia iniţială de mişcare a punctului material şi direcţia finală, cînd punctul iese din cîmpul gravitaţional (în regiunea unde cîmpul gravitaţional devine extrem de slab).

Această deviaţie a traiectoriei unui punct material în cîmpul gravitaţional al Soarelui trebuie să fie analoagă cu deviaţia unei raze de lumină care trece prin apropierea Soarelui. În adevăr, se ştie că o rază de lumină este constituită din fotoni; fiecare foton este un corpuscul de lumină, avînd energia $\varepsilon = h\nu$ (h este aici constanta lui Planck, iar ν frecvenţa luminii căreia îi aparţine fotonul). Potrivit teoriei relativităţii restrînse, fotonului de energie ε îi corespunde o masă μ:

$$\varepsilon = \mu c^2,$$

unde c este viteza luminii în vid. Astfel, fotonul joacă rolul unei particule materiale de masă μ, trebuind să se comporte într-un cîmp gravitaţional ca oricare alt punct material. Bunăoară, fotonul nu poate descrie în cîmpul gravitaţional al Soarelui o traiectorie rectilinie; cum viteza lui este foarte mare, fotonul trebuie să descrie o ramură de hiperbolă, Soarele ocupînd unul din focare.

Ceea ce se întîmplă cu un foton se petrece cu toţi fotonii dintr-o rază de lumină. Aşa că, atunci cînd o rază de lumină trece prin apropierea unui corp ceresc, ea trebuie să fie deviată de la drumul iniţial rectiliniu, fiind silită să descrie o traiectorie curbă, hiperbolică. Întrucît acest efect este foarte mic, el poate fi observat numai dacă masa corpului ceresc este foarte mare; de aceea, vom cerceta mişcarea unui foton (propagarea unei raze de lumină) pe o direcţie foarte apropiată de Soare.

Să considerăm ramura de hiperbolă din figura 25: Soarele ocupă focarul F. Viteza $v = c$ a fotonului în apropierea Soarelui este dată de formula (III.2.3); deoarece depărtarea r de la foton pînă la centrul Soarelui este extrem de mare, putem lua $r = \infty$, astfel că din (III.2.3) avem:

$$v^2 = c^2 = h.$$

Introducem acest rezultat în formula (III.2.4) şi obţinem:

$$e^2 - 1 = c^2 \frac{C^2}{k^2}.$$

Scanned with CamScanner

Constanta C din legea ariilor este dată de (III.2.2):

$$C^2=pk,$$

aşa că

$$e^2-1=c^2\frac{p}{k}. \qquad \text{(III.2.5)}$$

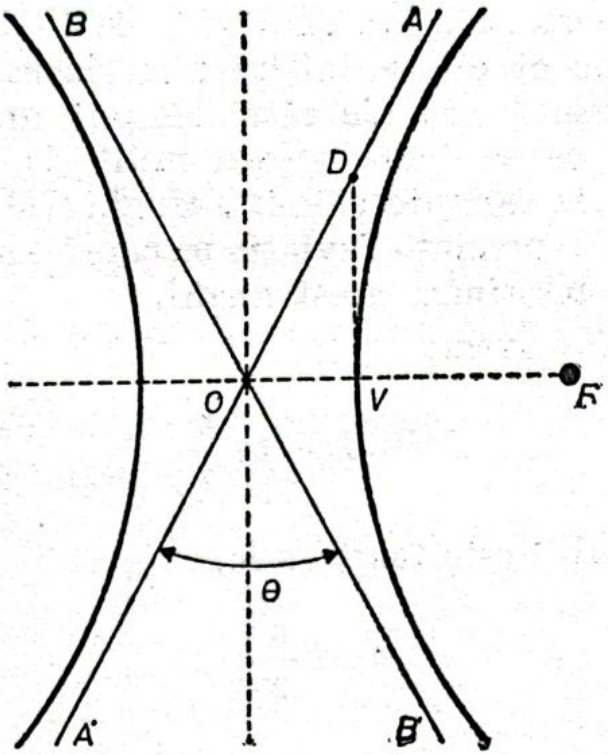


Fig. 25

Să raportăm hiperbola fotonului la un sistem de axe carteziene, cu originea în centrul O al hiperbolei; asimptotele curbei sînt AA' şi BB'. În vîrful V al hiperbolei ridicăm o perpendiculară, care intersectează asimptota AA' în punctul D. Punem $OV=a$, $DV=b$ şi $OD=d$. Considerăm că axa polară arbitrară coincide cu axa carteziană OF; în acest caz, $\varphi=0$ atunci cînd fotonul se află în vîrful V al hiperbolei. Acestei poziţii îi corespunde $r=r_0$ şi, din (III.2.1), avem:

$$p=r_0(1+e).$$

Introducem această expresie în (III.2.5):

$$(e+1)(e-1)=\frac{c^2r_0(1+e)}{k},$$

de unde

$$e-1=c^2\frac{r_0}{k}.$$

Scanned with CamScanner

Excentricitatea e a hiperbolei fiind foarte mare, putem să neglijăm pe 1 din membrul I al acestei formule. Şi, cum $k=GM$, obţinem

$$e=\frac{c^2 r_0}{GM}. \qquad \text{(III.2.6)}$$

Pe de altă parte, cînd fotonul vine de la depărtări mari, putem presupune că el are iniţial direcţia asimptotei AA'. Deviat din drumul său de către cîmpul gravitaţional al Soarelui, după ce se îndepărtează mult de acesta fotonul ajunge pe direcţia asimptotei BB'. Unghiul θ dintre asimptotele hiperbolei reprezintă deviaţia pe care Soarele o imprimă fotonului. Să determinăm acest unghi.

Din figura 25, avem:

$$OV=DV\ \operatorname{tg}\frac{\theta}{2},$$

sau, cum unghiul θ este foarte mic,

$$a=b\,\frac{\theta}{2}. \qquad \text{(III.2.7)}$$

Excentricitatea e se defineşte prin raportul $\frac{d}{a}$; deci

$$e^2=\frac{d^2}{a^2}=\frac{a^2+b^2}{a^2}=1+\frac{b^2}{a^2}$$

şi, neglijînd pe 1 faţă de e^2, obţinem

$$e\cong\frac{b}{a},$$

sau, ţinînd seamă de (III.2.7), avem

$$\theta=\frac{2}{e}.$$

Înlocuind aici pe e prin expresia lui din (III.2.6) şi rezultă:

$$\theta=\frac{2\,GM}{c^2 r_0}.$$

Scanned with CamScanner

Am obținut astfel formula prin care putem calcula deviația unei raze de lumină la trecerea prin vecinătatea Soarelui, Știind că:

$$M \text{ (masa Soarelui)} = 1{,}99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$$

$$G = 6{,}67 \cdot 10^{-11} \text{N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$r \approx \text{raza Soarelui} = 6{,}96 \cdot 10^8 \text{ m},$$

obținem pentru unghiul de deviație:

$$\theta = 4{,}24 \cdot 10^{-6} \text{ rad};$$

cum 1 rad $= 57°17'44'' = 206\,265''$, avem

$$\theta = 4{,}24 \cdot 10^{-6} \cdot 206\,265 = 0'',87,$$

o valoare foarte mică pentru posibilitățile noastre de măsurare.

Iată un calcul simplu — dar mai puțin exact — al deviației pe care Soarele o imprimă unei raze de lumină din apropierea lui.

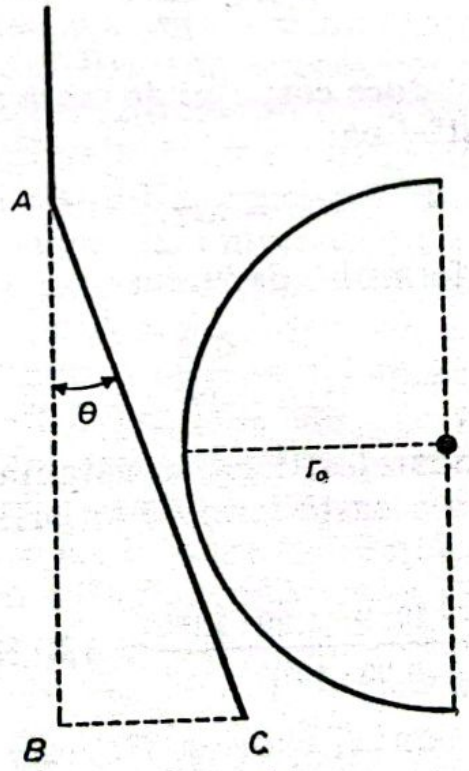


Fig. 26

Putem considera, cu oarecare aproximație, că raza de lumină ajunsă în apropierea Soarelui se comportă ca un corp care, mișcîndu-se cu viteză inițială, cade cu o mișcare uniform accelerată. Astfel, în loc să urmeze drumul AB (fig. 26)

Scanned with CamScanner

din vecinătatea Soarelui, raza de lumină străbate drumul AC, datorită atracției Soarelui. Unghiul θ dintre aceste două direcții reprezintă deviația luminii în cîmpul gravitațional al Soarelui.

Pentru a calcula această deviație, considerăm că distanța AB este egală cu diametrul Soarelui ($2r_0 \approx 14 \cdot 10^8$ m). Lumina poate străbate acest drum în intervalul de timp

$$t = \frac{AB}{c} = \frac{14 \cdot 10^8}{3 \cdot 10^8} \approx 5 \text{ s}.$$

Distanța BC reprezintă „căderea" razei de lumină în timp de 5 secunde, în cîmpul gravitațional al Soarelui. Pentru a calcula această distanță, trebuie să cunoaștem accelerația γ pe care Soarele o imprimă oricărui corp de la suprafața lui. Calculul se face astfel:

Forța F de atracție dintre masa M a Soarelui și masa m a unui corp aflat în imediata apropiere a suprafeței solare este potrivit legii lui Newton,

$$F = G\frac{Mm}{R^2}.$$

Aceeași forță produce corpului de masă m, în cădere liberă, o accelerație γ, astfel că:

$$F = m\gamma.$$

Din ambele formule, deducem

$$\gamma = \frac{GM}{R^2},$$

unde R este raza Soarelui, iar G constanta atracției universale. Introducînd în această formulă valorile numerice respective, avem

$$\gamma = \frac{6{,}97 \cdot 10^{-11} \cdot 1{,}99 \cdot 10^{30}}{(6{,}96 \cdot 10^8)^2} \approx 4{,}3 \cdot 10^2 \text{m/s}^2.$$

În timp de 5 secunde, căderea BC este

$$BC = \frac{\gamma t^2}{2} = \frac{4{,}3 \cdot 10^2 \cdot 5^2}{2} = 53{,}7 \cdot 10^2 \text{m}.$$

Pe de altă parte, din triunghiul dreptunghi ABC deducem

$$BC = AB \operatorname{tg} \theta,$$

Scanned with CamScanner

sau, cum unghiul θ este foarte mic.

$$\theta = \frac{BC}{AB} = \frac{53{,}7 \cdot 10^2}{14 \cdot 10^8} \approx 3{,}84 \cdot 10^{-6} \text{ rad}$$

sau

$$\theta = 3{,}84 \cdot 10^{-6} \cdot 206\ 265 = 0'',79,$$

valoare apropiată de cea obținută precedent (0'',87).

Cercetarea acestui efect, denumit *efectul Einstein*, este de domeniul astronomiei. Cînd lumina stelelor trece prin vecinătatea Soarelui, poziția lor pe bolta cerească trebuie să fie diferită de cea observată în absența Soarelui de pe firmament, în regiunea respectivă. Se înțelege că observarea acestui efect se poate face numai în timpul eclipselor totale de Soare, căci numai atunci se pot observa stelele în vecinătatea acestui astru, datorită întunericimii produsă de eclipsă.

Cele dintîi cercetări cu privire la acest efect au fost întreprinse de către astronomii englezi de la observatoarele din Greenwich și Oxford, cu prilejul eclipsei totale de Soare de la 19 mai 1919. Eclipsa era totală pentru o zonă din Oceanul Atlantic, începînd din Brazilia și continuînd pînă în Africa, în apropiere de ecuator. Astronomii de la Oxford s-au instalat la Sobral, în nordul Braziliei, iar cei de la Greenwich în insula Principe, din fața coastei Camerunului. S-au luat o serie de fotografii în timpul celor cinci minute, cît a durat faza totală a eclipsei, fixîndu-se astfel pozițiile unor stele din apropierea Soarelui. Două luni după aceea, regiunea cerească respectivă a fost fotografiată noaptea, cu aceleași aparate, pentru a prinde pe placa fotografică pozițiile stelelor în lipsa Soarelui. Deviația razelor de lumină la trecerea prin vecinătatea Soarelui a fost astfel dovedită cu toată siguranța, iar efectul prezis de Einstein a primit o confirmare strălucită. E drept că măsurătorile au fost foarte dificile, trebuind să fie citite pe plăcile fotografice deplasări de ordinul sutimii de milimetru.

În ceea ce privește valoarea numerică a acestei deviații, ea s-a dovedit a fi de două ori mai mare (θ = 1'',74), așa cum cere teoria gravitației elaborată de Einstein pe baza principiului relativității generalizate.

În concluzie, echivalența dintre cîmpul gravitațional și cîmpul inerțial constituie astăzi un fapt stabilit cu toată rigoarea. Einstein s-a crezut îndreptățit încă din 1911 să formuleze ceea ce el a numit *principiul echivalenței: pentru toate fenomenele fizice, cîmpul gravitațional este echivalent cu un cîmp*

Scanned with CamScanner

inerțial. Cu alte cuvinte, *accelerația și gravitația sînt echivalente între ele, putînd produce aceleași efecte fizice*. Este deci imposibilă realizarea de experiențe prin care să putem deosebi între ele aceste două cîmpuri.

Această echivalență cere ca structura cîmpului inerțial să fie perfect asemănătoare cu a cîmpului gravitațional. Or, cîmpul inerțial, datorat aceeleraţiei unui sistem de referință, este totdeauna un cîmp uniform: dimpotrivă, cîmpul gravitațional nu este, în general, uniform, decît numai pe porțiuni foarte mici. Bunăoară, liniile de forță ale cîmpului gravitațional terestru sînt paralele între ele numai într-o regiune mică a spațiului. De aceea, Einstein a admis de la început că *principiul echivalenței are numai un caracter local*; nu este posibil ca un cîmp gravitațional neuniform, pe întinderi mai mari, să poată fi redus la un cîmp de accelerație produs de un sistem de referință neinerțial. Se înțelege atunci că principiul echivalenței nu exprimă echivalența cauzelor, ci numai a efectelor în spații reduse, cu toate că, după Einstein[1], „inerția și gravitația au aceeași esență". Dacă, în adevăr, cîmpul gravific ar fi de aceeași „esență" cu cel inerțial, atunci nu mai pricepem nimic din comportarea corpurilor de la suprafața Pămîntului. Căderii libere a corpurilor în America ar trebui să-i corespundă ridicarea liberă a corpurilor în India, regiune opusă continentului american pe globul pămîntesc. Ca să înțelegem de ce corpurile lăsate libere cad în India ca și în America, trebuie să considerăm în fiecare regiune cîte un alt sistem neinerțial, mișcîndu-se uniform accelerat, în sens contrar căderii corpurilor. Aceste două sisteme, echivalente gravitației terestre, se mișcă la fel, dar în sens contrar unul altuia, astfel că întregul cîmp gravitațional al Pămîntului nu poate fi înlocuit printr-un singur sistem neinerțial, în mișcare uniform accelerată.

După V.A. Fok[2], principiul echivalenței este legat de legea egalității masei inerțiale cu masa gravitațională, dar nu este identic cu ea. Căci legea egalității masei inerțiale cu masa gravitațională ar avea un caracter general, pe cîtă vreme echivalența dintre cîmpul accelerației și cîmpul gravitațional este valabilă numai local, adică se referă numai la un punct.

În realitate, după cum reiese din capitolul precedent, legea egalității celor două mase nu are nici ea un caracter

---

[1] A. Einstein, Op. cit., p. 71.

[2] V. A. Fok, *Teoria spațiului, timpului și gravitației*, p. 350, București, 1962.

Scanned with CamScanner

general, fiind valabilă numai acolo unde accelerația gravitației nu depinde de natura corpurilor, deci unde cîmpul gravitațional se identifică cu un cîmp inerțial, adică acolo unde este valabil principiul echivalenței. Deoarece acest principiu este valabil numai local, se înțelege că și legea egalității celor două mase nu poate avea un caracter general, ci numai local.

III.3. SPAȚIUL CURB

Am văzut că, într-un sistem neinerțial, raza de lumină este deviată din drumul ei. Potrivit principiului echivalenței, un astfel de fenomen trebuie să se întîmple și într-un cîmp gravitațional, ceea ce observațiile astronomice o verifică pe deplin. Deoarece deviația luminii într-un sistem neinerțial nu se datorește vreunui forțe, urmează că și deviația luminii în cîmpul gravitațional nu este produsă de vreo forță. În locul razei de lumină putem considera un punct material izolat, în mișcare inerțială rectilinie și uniformă. Exact ca și raza de lumină, punctul material este deviat și el din drumul lui de îndată ce intră într-un cîmp gravitațional, cum ar fi, de pildă, la trecerea prin vecinătatea unui corp ceresc, știind că acesta este înconjurat de un cîmp gravitațional.

Fizica clasică a căutat să explice deviația punctului material în cîmpul gravitațional, considerînd o forță de atracție (atracția universală concepută de Newton). Numai că această explicație întîmpină dificultăți enorme, cu neputință de înlăturat: forța de interacție trebuie să acționeze la distanță — celebra problemă *actio în distans* —, neputîndu-se imagina vreun mediu capabil să propage acțiunile gravitaționale, Apoi, această propagare a gravitației ar trebui să aibă o viteză infinită, ceea ce, de asemenea, nu se poate închipui. În plus, caracterul cu totul particular, neobișnuit, al gravitației, nemaiîntîlnit la alte forțe reale, ne îndreptățește să credem că nu poate să existe o atracție gravitațională, în sensul conceput de Newton și admis de fizica clasică.

Explicația dată de Einstein pleacă de la faptul dezvăluit de principiul echivalenței, după care deviațiile prezentate mai sus nu sînt cauzate de vreo forță: ele se produc numai datorită prezenței cîmpului gravitațional. Dar dacă scoatem din discuție forța de atracție newtoniană, atunci singura cauză

Scanned with CamScanner

pe care o putem invoca este ... spaţiul însuşi ! Adică trebuie să acordăm spaţiului din jurul maselor gravitaţionale proprietatea fizică de a schimba drumul razelor de lumină sau traiectoria punctelor materiale (descrisă în virtutea inerţiei).

După Einstein, pentru ca spaţiul să poată curba o rază de lumină (sau traiectoria rectilinie a punctelor materiale) trebuie ca el însuşi să fie curb. La fel după cum traiectoria rectilinie a unui mobil în mişcare pe un plan neted devine curbilinie de îndată ce întîlneşte în drumul lui o ridicătură. Afirmaţia lui Einstein este foarte îndrăzneaţă şi greu de acceptat la început. În adevăr, ne putem închipui foarte uşor un material curb, un plan curb sau o linie curbă, dar un spaţiu curb depăşeşte puterea noastră de înţelegere. Şi totuşi, această noţiune poate fi lămurită destul de mulţumitor dacă plecăm de la ideea că *„spaţiul curb" nu este altceva decît acel spaţiu în care razele de lumină (sau punctele materiale izolate) descriu linii curbe.* Noi ştim că razele de lumină, în vid sau într-un mediu omogen, se propagă rectiliniu şi uniform; de asemenea, în virtutea inerţiei, punctele materiale izolate se mişcă rectiliniu şi uniform. De ce în locul traiectoriilor rectilinii trebuie să introducem acum traiectorii curbe?

După cum se ştie, principiul inerţiei „postulează" că un punct material izolat se mişcă rectiliniu şi uniform. Firește, acest postulat are confirmări experimentale: experienţele pe care le putem face dovedesc că, în astfel de cazuri, există în adevăr traiectorii rectilinii. Să nu uităm însă că experienţele noastre sînt limitate totdeauna la traiectorii relativ mici în comparaţie cu distanţele cosmice. Or, se ştie că orice segment de dreaptă, de mică lungime, se poate considera ca făcînd parte dintr-o curbă de lungime foarte mare. Bunăoară, linia dreaptă pe care o tragem pe suprafaţa Pămîntului este în realitate o linie curbă, deoarece ea poate face parte dintr-un cerc care înconjoară globul terestru. De aceea, avem tot dreptul să credem, să „postulăm" că, la scara cosmică, principiul inerţiei poate să prezinte un alt conţinut: *orice punct material izolat descrie o traiectorie curbilinie, avînd o rază de curbură enorm de mare* (de ordinul miliardelor de ani lumină). Enunţul clasic al principiului inerţiei are în vedere numai cazul particular, al traiectoriilor foarte mici în raport cu distanţele cosmice.

S-ar părea că, prin admiterea traiectoriilor curbilinii pentru razele de lumină şi punctele materiale izolate, complicăm rosturile naturii, despre care ştim că prezintă mai totdeauna

Scanned with CamScanner

o simplitate impresionată. În realitate, faptele se prezintă tocmai invers. Cînd punctul material izolat se mişcă rectiliniu şi uniform de-a lungul dreptei Qx_1, paralelă cu axa Ox (fig. 27), el se menţine tot timpul la o distanţă fixă de o dreap-

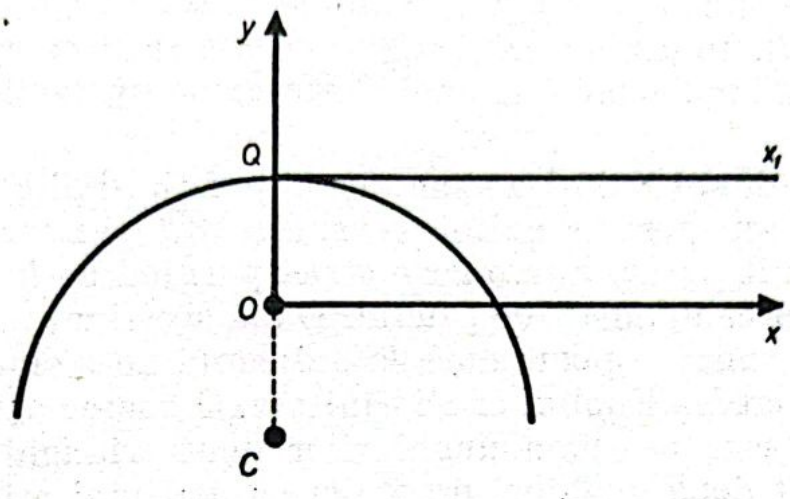


Fig. 27

tă oarecare (în cazul de faţă dreapta Ox), adică la o distanţă fixă de o multitudine de puncte. Este mai simplu să presupunem că, în timpul mişcării, punctul material izolat se menţine la o distanţă fixă numai de un singur punct, cum este punctul C. În acest caz, punctul izolat descrie un cerc cu centrul în C.

Admiţînd acest enunţ nou pentru principiul inerţiei — pe care l-am putea numi *principiul generalizat al inerţiei* — urmează că razele de lumină sînt curbe în spaţiul cosmic, ceea ce înseamnă că acesta este un spaţiu curb. Deosebirea dintre spaţiul conceput de ştiinţa clasică — spaţiul „plan", ca să zicem aşa —, în care razele de lumină sînt rectilinii, şi „spaţiul curb", în care razele de lumină sînt curbe, trebuie să se traducă prin modificarea proprietăţilor geometrice ale acestor spaţii. Geometria spaţiului plan este geometria clasică, *euclidiană*; de aceea, un astfel de spaţiu se mai numeşte şi *spaţiu euclidian*. Geometria spaţiului curb este *geometria neeuclidiană*, iar spaţiul corespunzător este *spaţiul neeuclidian*. Se poate vorbi, în asemenea cazuri, de o *curbură* a spaţiului, care este curbura traiectoriei descrisă într-un astfel de spaţiu de o rază de lumină (sau de un punct material izolat). Curbura este zero pentru spaţiul euclidian şi diferită de zero pentru spaţiul neeuclidian.

Timp de peste două mii de ani s-a crezut că nu există decît o singură geometrie, cea alcătuită de Euclid din Alexandria (sec. III î.e.n.) şi cunoscută sub numele de *geometrie eucli-*

Scanned with CamScanner

diană. Ea se întemeiază pe cîteva postulate — afirmaţii arbitrare, dar ratificate de logica noastră —, cum şi de experienţă. Dintre aceste postulate citǎm: a) linia dreaptă este drumul cel mai scurt între două puncte; b) printr-un punct se poate duce numai o singură paralelă la o dreaptă (*postulatul lui Euclid*). În plus, în această geometrie se demonstrează că suma unghiurilor unui triunghi este egală cu două unghiuri drepte.

În secolul al XIX-lea şi-au făcut apariţia şi alte geometrii, bazate pe alte postulate. Lobacevski în 1829 şi Bolyai în 1832 au construit fiecare cîte o geometrie, pornind de la un postulat contrar celui admis de Euclid. După aceşti matematicieni, printr-un punct se poate duce la o dreaptă nu o singură paralelă, cum credea Euclid, ci o infinitate. O consecinţă a acestei geometrii este că suma unghiurilor unui triunghi este mai mică decît două unghiuri drepte şi cu atît mai mică, cu cît aria triunghiului este mai mare. În 1854 Riemann a alcătuit o nouă geometrie, considerînd un spaţiu sferic nelimitat, dar finit. În acest spaţiu riemannian, printr-un punct exterior unei drepte nu se poate duce nici o paralelă la acea dreaptă, căci toate dreptele duse prin acel punct întîlnesc dreapta dată. Se mai admite că, prin două puncte, putem face să treacă nu o singură dreaptă, ci o infinitate de drepte; în sfîrşit, suma unghiurilor unui triunghi este mai mare decît două unghiuri drepte.

În toate aceste geometrii, elementul fundamental este „distanţa cea mai scurtă dintre două puncte“: acesta reprezintă tocmai drumul urmat de o rază de lumină între punctele respective. Curba care corespunde unei astfel de distanţe se numeşte *geodezică*. În spaţiul euclidian geodezicele sînt linii drepte; dar în spaţiile neeuclidiene (spaţiile curbe), geodezicele sînt curbe.

Deoarece geometria lui Riemann convine spaţiului cosmic, în reprezentarea lui Einstein, se cuvine să insistăm ceva mai mult asupra ei. Această geometrie se poate considera ca o geometrie sferică, extinsă la trei dimensiuni. Pentru a înţelege postulatele pe care se întemeiază, vom reduce această geometrie la numai două dimensiuni, considerînd o suprafaţă sferică foarte mare (fig.28). E adevărat că, prin două puncte oarecare luate pe această suprafaţă, nu poate trece decît un singur cerc mare; dar dacă aceste puncte sînt diametral opuse, ca de pildă punctele A şi B, putem face să treacă prin ele o

Scanned with CamScanner

infinitate de cercuri mari, deci o infinitate de „drepte" pentru această geometrie.

În punctele M_1 și M_2 de pe ecuatorul suprafeței sferice considerate, să ducem două drepte perpendiculare pe ecuator,

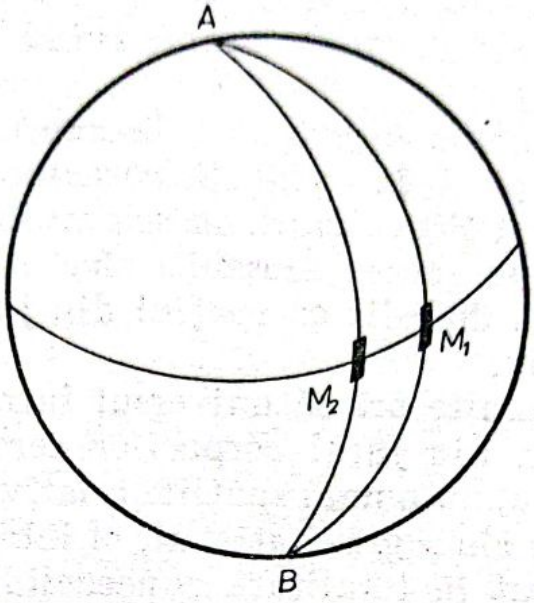


Fig. 28

care sînt și paralele între ele. Prelungind aceste drepte de-a lungul cercurilor mari care trec prin M_1 și M_2, constatăm că ele se întîlnesc în punctele A și B. Adică, prin punctul M_2 exterior dreptei din M_1, nu se poate duce nici o paralelă la acea dreaptă; toate dreptele duse perpendicular pe ecuator și prelungite după cîte un cerc mare se întîlnesc cu dreapta din M_2 în punctele A și B. În sfîrșit, observăm că triunghiul M_1AM_2 are în M_1 și M_2 unghiuri drepte, astfel că suma celor trei unghiuri ale acestui triunghi este mai mare de două unghiuri drepte.

De douăzeci de veacuri, de cînd folosim geometria lui Euclid, am crezut tot timpul că trăim într-un spațiu euclidian, căci toate relațiile deduse din această geometrie se verifică excelent în operațiile noastre curente. Bunăoară, toate triunghiurile desenate pe hîrtie sau studiate pe teren au suma unghiurilor egală cu două unghiuri drepte. Totuși, argumentul acesta nu este perfect convingător, deoarece măsurătorile respective le facem pe figuri relativ mici. S-ar putea ca măsurătorile făcute pe figuri mari, bunăoară pe triunghiuri cu vîrfurile pe corpurile cerești, să nu mai corespundă geometriei euclidiene, știut fiind că, ceea ce este valabil în mic, poate să nu fie valabil și în mare. De acest adevăr era convins și marele matematician german Gauss, care a încercat chiar să verifice

Scanned with CamScanner

prin măsurători directe caracterul euclidian al spaţiului înconjurător. În acest scop, el a măsurat unghiurile unui triunghi mare, avînd vîrfurile pe trei munţi: Brocken, Inselberg şi Hohen Hagen, dar rezultatul a corespuns perfect de bine geometriei euclidiene, în limita eroilor experimentale (deoarece triunghiul nu era destul de mare, avînd laturile de numai 69, 85 şi 107 km).

Dacă măsurătorile directe, de la suprafaţa Pămîntului, nu au putut să pună în evidenţă caracterul neeuclidian al spaţiului din jurul Pămîntului, în schimb observaţiile astronomice au avut un succes deosebit: efectul Einstein, despre care am vorbit, a dovedit că spaţiul din jurul Soarelui este precis neeuclidian.

Se spune de multe ori că universul întreg este euclidian şi numai spaţiile din jurul corpurilor cereşti sînt neeuclidiene. În realitate, nu numai spaţiile relativ reduse în care se manifestă cîte un cîmp gravitaţional, ci întreg spaţiul cosmic poate fi considerat în totalitate ca neeuclidian. Deviaţia razelor de lumină traduce un efect în plus: masele materiale intensifică caracterul neeuclidian al spaţiului cosmic, în regiunea respectivă. Astfel, gravitaţia nu apare datorită transformării spaţiului euclidian (existent în lipsa corpurilor cereşti) în spaţiul neeuclidian, ci transformării spaţiului neeuclidian din jurul corpurilor cereşti într-un spaţiu... şi mai neeuclidian (de curbură mai mare). Dar, avînd în vedere caracterul foarte slab neeuclidian al spaţiului cosmic, lipsit de mase materiale, putem considera un astfel de spaţiu ca practic euclidian.

În spaţiul euclidian, pentru ca un punct material să descrie o mişcare circulară, trebuie ca asupra lui să acţioneze în orice moment o forţă. Dimpotrivă, în spaţiul neeuclidian, o astfel de mişcare este posibilă şi în absenţa forţelor. De aceea, în enunţul principiului inerţial trebuie să specificăm şi spaţiul în care se produce mişcarea: *un punct material izolat descrie o mişcare uniform circulară în spaţiul neeuclidian şi o mişcare uniform rectilinie în spaţiul euclidian.*

Acest rezultat ne duce cu gîndul la explicarea traiectoriilor planetare din sistemul solar pe baza legii generale a inerţiei, din spaţiul riemannian, fără intervenţia vreunei forţe de atracţie. Iată de ce în teoria lui Einstein, gravitaţia nu mai este o forţă, aşa cum a presupus Newton, ci un efect datorat curburii spaţiu-timpului cuadridimensional. Cîmpul gravitaţional capătă astfel o interpretare pur geometrică, trebuind

Scanned with CamScanner

să se renunțe la interpretarea fizică, care a fost căutată atît de mult în fizica clasică[1].

Einstein a dat un exemplu foarte simplu de modul cum poate să apară un spațiu neeuclidian în jurul corpurilor în rotație. Considerăm un disc orizontal, care se poate roti în jurul unei axe verticale. Un observator de pe disc își propune să măsoare raportul dintre perimetrul discului și diametrul respectiv, folosind în acest scop o riglă etalon. Cînd discul se află în repaus, observatorul găsește că perimetrul discului are lungimea L, iar diametrul are lungimea D. Raportul acestor două lungimi este

$$\frac{L}{D} = \pi,$$

după cum se cunoaște din geometria euclidiană, ceea ce dovedește că spațiul înconjurător este euclidian.

Operatorul repetă măsurătorile, dar în timp ce discul se rotește. Ia naștere acum un efect centrifugal, ca și cum ar fi datorat unei forțe centrifuge, ceea ce face ca pe disc să apară un cîmp inerțial, orientat spre exterior. Aplicînd rigla etalon pe direcția diametrului discului în rotație, observatorul găsește aceeași valoare D, ca în experiența precedentă. Căci rigla etalon, fiind orientată perpendicular pe direcția mișcării, lungimea ei nu variază, potrivit teoriei relativității. Dimpotrivă, rigla așezată de-a lungul marginii discului în scopul măsurării perimetrului se scurtează, datorită efectului relativist de contracție a spațiului. Etalonul micșorîndu-se, lungimea L' a perimetrului măsurat apare mai mare ca L, deci

$$\frac{L'}{D} > \pi,$$

ceea ce contrazice geometria euclidiană. Astfel, cîmpul inerțial (gravitațional, după principiul echivalenței) produs pe discul în rotație schimbă caracterul spațiului, din euclidian în neeuclidian.

---

[1] Încercările lui Einstein și ale altor fizicieni de a da o interpretare geometrică și cîmpului electromagnetic s-au soldat pînă în prezent cu un insucces deplin. *Teoria unitară a cîmpului*, cum a fost denumită această încercare, a preocupat pe Einstein pînă în ultimii ani ai vieții, păstrînd mereu speranța că o astfel de încercare ar avea sorți de izbîndă. Dar, după cum afirmă G. Gamov („Biografia fizicii", p. 236, Editura științifică, 1971): „Fizicienii teoreticieni, bătrîni sau tineri, și-au pierdut încrederea în posibilitatea de a atribui cîmpului electromagnetic o interpretare pur geometrică".

Scanned with CamScanner

Nu numai măsurarea lungimilor, ci şi măsurarea timpului relevă o modificare a spaţiului atunci cînd apare un cîmp inerţial (gravitaţional). Ceasornicele aflate pe discul în rotaţie merg mai încet decît pe discul în repaus, datorită efectului relativist de dilatare a timpului. Efectul este cu atît mai accentuat cu cît ceasornicele sînt mai depărtate de axa de rotaţie a discului.

Teoria relativităţii generalizate sau, mai precis, teoria relativistă a gravitaţiei, regăseşte formula lui Newton pentru atracţia maselor. Dar formula stabilită de Einstein este mai complicată, cuprinzînd termeni suplimentari. Aceştia traduc existenţa unor efecte, e drept foarte mici, de care totuşi trebuie să ţinem seamă atunci cînd întreprindem cercetări de înaltă precizie, cum sînt cercetările ştiinţifice din vremea noastră. În plus, cunoaşterea acestor efecte a condus la descoperiri cruciale, care au hotărît între concepţia lui Newton şi concepţia lui Einstein în ceea ce priveşte cîmpul gravitaţional.

Este însă cu neputinţă să expunem aici calculele prin care se ajunge la rezultatele obţinute de Einstein în teoria cîmpului gravitaţional. Aceste calcule depăşesc cu mult nivelul matematic impus prezentei cărţi, fapt care ne obligă să renunţăm la ele. Ne vom ocupa pe scurt numai de cele trei verificări la care a fost supusă teoria relativităţii generalizate şi în care aceasta a repurtat succese răsunătoare.

a) *Efectul Einstein* reprezintă deviaţia luminii în cîmpul gravitaţional. Am văzut că acest efect a fost prevăzut de Einstein, pe baza atracţiei newtoniene. Relativitatea generalizată a regăsit acest efect, dar deviaţia calculată este de două ori mai mare decît cea obţinută prin teoria lui Newton. De aceea, observaţiile astronomice din timpul eclipselor totale de Soare au putut fi considerate ca adevărate observaţii cruciale, putînd confirma teoria lui Einstein şi infirma teoria lui Newton.

În capitolul III.2 am menţionat că observaţiile astronomilor englezi, efectuate cu prilejul eclipsei de Soare din 29 mai 1919, au dovedit în chip neîndoielnic existenţa acestui efect, precum şi valoarea calculată de Einstein prin teoria relativităţii generalizate. Expediţia din Sobral (Brazilia) a găsit o deviaţie de $1'',98+0'',12$, iar cea din insula Principe de $1'',61+0'',30$. Valoarea indicată de Einstein era de $1'',74$, infirmînd astfel explicarea bazată pe teoria lui Newton. Se înţelege că, din cauza micimii efectului şi a dificultăţilor

Scanned with CamScanner

de citire a sutimilor de milimetru pe plăcile fotografice, nu se poate vorbi de o concordanţă perfectă între teorie şi aceste observaţii. (Deviaţia de 1",74 este egală cu unghiul sub care s-ar putea vedea un om de la o depărtare de 200 km, sau o monedă de la patru kilometri!).

În şedinţa din 6 noiembrie 1919 a Societăţii Regale din Londra, cînd au fost comunicate rezultatele celor două expediţii cu privire la efectul Einstein, preşedintele acestei societăţi, ilustrul fizician J. J. Thomson, a declarat în cuvîntul de deschidere: „Este vorba de o descoperire nu a unei insule îndepărtate, ci a unui întreg continent de noi idei ştiinţifice. Este cea mai mare descoperire în problema gravitaţiei, de cînd au fost formulate principiile lui Newton".

De atunci deviaţia luminii în timpul eclipselor de Soare a mai fost măsurată de vreo zece ori (1922, 1929, 1936, 1947, 1958, ...), cu mai multă precizie şi cu acelaşi rezultat pozitiv.

b) *Deplasarea periheliului planetei Mercur*. Potrivit teoriei lui Newton, planetele se mişcă pe cîte o elipsă, Soarele ocupînd unul din focare. Pe traiectoria eliptică a fiecărei planete există un punct — numit *periheliu* —, care este cel mai apropiat de Soare (fig. 29). Faţă de un sistem de coordonate legat de Soare, poziţia periheliului nu este fixă, ci se roteşte foarte încet în planul elipsei; pentru planeta Mercur, periheliul execută o rotaţie completă în 3 milioane de ani. În felul acesta, traiectoria rezultantă a planetelor are forma unei rozete (fig. 22). Teoria lui Newton explică această rotaţie a periheliului ca fiind datorată perturbaţiilor celorlalte planete din sistemul solar. În general, deplasările periheliilor calculate prin teoria lui Newton coincid mulţumitor cu cele

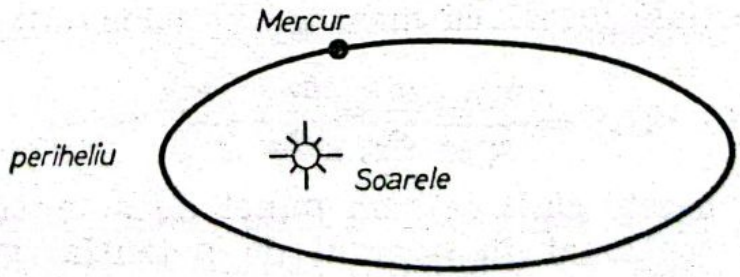


Fig. 29

determinate prin observaţii astronomice pentru toate planetele, cu excepţia planetei Mercur. După teoria lui Newton, deplasarea periheliului lui Mercur ar trebui să fie de 532" pe secol; dar astronomul francez Le Verrier a arătat în 1859 că această deplasare este, în realitate, ceva mai mare, de

Scanned with CamScanner

574″ pe secol. Apare astfel, în cazul periheliului lui Mercur, o diferență de 42″ pe secol între deplasarea observată și cea calculată. Timp de o jumătate de veac această diferență a dat multă bătaie de cap astronomilor, neputîndu-se cunoaște cauza ei. Astronomul american Newcomb a arătat că diferența de 42″ nu poate fi datorată nici determinărilor greșite ale maselor planetare, nici prezenței în sistemul solar a unei planete necunoscute (planeta ipotetică Vulcan), nici existenței în jurul Soarelui a unei pulberi cosmice (cum s-a crezut la un moment dat). Singura explicație — susținea Newcomb — nu poate fi decît imperfecțiunea legii lui Newton: în locul valorii 2 a exponentului al distanței ar trebui să introducem, după Hall, valoarea 2,000 000 157 4. Astronomii nu au acceptat această explicație, dar nici nu au propus alta mai convenabilă. De aceea, explicația dată de Einstein în 1916 și regăsirea exactă a diferenței de 42″ pe secol pentru periheliul lui Mercur au scos din impas astronomia teoretică, constituind un triumf remarcabil al teoriei einsteiniene a gravitației.

c) *Deplasarea spre roșu a liniilor spectrale.* Am văzut că, pe un disc în rotație, ceasornicele își încetinesc mersul din cauza cîmpului inerțial produs în aceste condiții. Potrivit principiului echivalenței, acest efect trebuie să apară și în cîmpul gravitațional: frecvența oscilațiilor trebuie să depindă de potențialul cîmpului gravitațional în care acestea au loc. Formula acestui efect se poate obține și în mod elementar, după cum urmează:

Așa cum se știe, potrivit teoriei cuantelor, o radiație de frecvență ν este constituită din fotoni de energie $\varepsilon = h\nu$ și de masă inerțială (egală cu masa gravitațională):

$$\mu = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu_1}{c^2}.$$

Cînd un foton este emis într-un punct de potențial gravific φ_1 și este recepționat în punctul de potențial gravific φ_2, lucrul mecanic produs în timpul deplasării este

$$L = \mu\,(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{h\nu}{c^2}(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Fotonul se propagă împotriva cîmpului gravitațional, așa că energia lui scade pe parcurs cu $\Delta\varepsilon = h\,(\nu_1 - \nu_2)$. Deci:

$$L = -\Delta\varepsilon.$$

Scanned with CamScanner

Egalînd aceste două expresii ale lucrului mecanic, obţinem:

$$-\frac{\nu_1-\nu_2}{\nu_1}=\frac{\varphi_1-\varphi_2}{c^2}, \qquad \text{(III.3.1)}$$

care este formula stabilită de Einstein pentru deplasarea relativă a liniilor spectrale în cîmpul gravitaţional. Astfel, radiaţia fotonică emisă cu frecvenţa ν_1 în punctul de potenţial gravific φ_1 este recepţionată cu frecvenţa ν_2 în punctul de potenţial gravific φ_2. Cînd $\varphi_1>\varphi_2$, urmează că $\nu_2>\nu_1$; deci radiaţia de frecvenţă ν_2, emisă în punctul de potenţial gravific φ_2, are o frecvenţă mai mică, ν_1, în punctul de potenţial gravific mai mare, φ_1. Acesta este efectul relativist de deplasare spre roşu a liniilor spectrale.

Pentru a calcula mărimea acestui efect, să presupunem că radiaţia de frecvenţă ν este emisă pe suprafaţa Soarelui, unde potenţialul gravific este $\varphi_1=\varphi_s$. Prin analogie cu potenţialul electrostatic, putem pune:

$$\varphi_s=\frac{GM}{R},$$

unde G este constanta atracţiei universale, M masa Soarelui, iar R raza lui. Cînd această radiaţie este emisă pe suprafaţa Pămîntului, al cărei potenţial gravific φ_2 este neglijabil faţă de cel al Soarelui, ea are frecvenţa ν_2 şi, din (III.3.1), rezultă:

$$-\frac{\Delta\nu}{\nu}=\frac{GM}{Rc^2}.$$

Introducînd aici valorile numerice respective, obţinem:

$$-\frac{\Delta\nu}{\nu}=\frac{6{,}67\cdot10^{-11}\cdot1{,}99\cdot10^{30}}{6{,}96\cdot10^{8}(2{,}999\cdot10^{8})^2}=2{,}12\cdot10^{-6}.$$

Observaţia acestui efect a întîmpinat la început dificultăţi mari, deoarece poziţia (lungimea de undă) a celor mai multe linii spectrale depinde de condiţiile exterioare (temperatură, presiune, efect Doppler). Totuşi, curînd după apariţia teoriei lui Einstein, o seamă de cercetători au reuşit să pună în evidenţă deplasarea spre roşu a spectrului solar. Astfel, fizicienii francezi Buisson şi Fabry au măsurat lungimile de undă a mai multor linii din spectrul fierului, obţinînd următoarele rezultate: pentru 22 de linii spectrale,

Scanned with CamScanner

cuprinse între 400 şi 4500 nm, deplasarea relativă medie a fost găsită de $1{,}8 \cdot 10^{-6}$; pentru 10 linii spectrale, cuprinse între 510 şi 550 nm, deplasarea respectivă a fost de $2{,}4 \cdot 10^{-6}$. Verificări mai precise ale acestui efect relativist s-au obţinut la stelele denumite pitice albe, a căror densitate este enormă. Bunăoară, steaua Sirius B are densitatea de aproximativ 40 000 ori mai mare decît a Pămîntului, astfel că este înconjurată de un cîmp gravitaţional foarte intens, ceea ce face ca deplasarea către roşu a liniilor spectrale să fie destul de mare. În 1925 astronomii de la Observatorul de pe muntele Wilson din S.U.A. au verificat pe această cale, cu mare precizie, deplasarea liniilor spectrale prevăzută de Einstein.

Prin perfecţionarea metodelor experimentale s-a reuşit punerea în evidenţă a acestui efect, chiar în cuprinsul cîmpului gravitaţional terestru. Să considerăm în acest cîmp două puncte depărtate între ele, pe verticală, cu distanţa l (nu prea mare, pentru a putea considera acceleraţia gravitaţională g aproximativ constantă),; potenţialele gravifice ale acestor puncte sînt φ_1 şi, respectiv, φ_2. Lucrul mecanic L, care intervine la transportarea masei m pe distanţa l, este:

$$L = m(\varphi_1 - \varphi_2) = mgl,$$

de unde

$$\varphi_1 - \varphi_2 = gl,$$

şi, deci:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = g\frac{l}{c^2}.$$

Pentru $l = 10$ m, $g \approx 10$ m/s^2 şi $c^2 \approx 10^{17}$ m^2/s^2, avem

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \approx \frac{10^2}{10^{17}} = 10^{-15}.$$

După cum se vede, deplasarea spectrală relativă este în acest caz foarte mică; totuşi, ea a fost pusă în evidenţă cu ajutorul efectului Mössbauer. Măsurătorile au dat $\frac{\Delta \nu}{\nu} = 5{,}13 \cdot 10^{-15}$, în foarte bună concordanţă cu valoarea teoretică $4{,}92 \cdot 10^{-15}$.

Nu putem încheia aceste scurte consideraţii asupra teoriei relativităţii generalizate fără a menţiona şi contribuţia ei la dezvoltarea cosmologiei moderne.

Scanned with CamScanner

Rezultatele obținute de Einstein și de continuatorii lui, chiar dacă nu rezolvă în mod complet problemele propuse, au în schimb calitatea că indică destul de precis căile noi pe care trebuie să se meargă, pentru cercetarea științifică a universului, ca structură și formație. Sînt în acest domeniu probleme de o măreție impresionantă, care nu fuseseră nici măcar întrezărite de cosmologia preeinsteiniană. Iată de ce meritul marelui fizician Albert Einstein, ca întemeietor al cosmologiei moderne, este pe deplin recunoscut.

În 1917 a apărut comunicarea lui Einstein la Academia de Științe a Prusiei, avînd ca titlu „Problemele cosmologice și teoria relativității generalizate". Lucrarea marchează o dată importantă în istoria cosmologiei, declanșînd o adevărată revoluție în dezvoltarea acestei discipline. De unde pînă atunci se admitea un model cosmologic euclidian, omogen și static, de acum încolo se impune concepția lui Einstein, potrivit căreia spațiul cosmic este neuclidian, neomogen și finit, dar totuși nemăginit. După Max Born[1], „această presupunere, după care spațiul poate să fie finit și, totuși, nemărginit, este una din ideile cele mai îndrăznețe care s-au formulat vreodată cu privire la natura cosmosului".

Pentru a înțelege mai bine această proprietate a spațiului cosmic, să ne gîndim la suprafețele sferice, care toate sînt finite, fără a avea margine. Deoarece pe o sferă orice geodezică este o curbă înshisă, și anume un cerc mare, tot astfel trebuie să se prezinte și geodezicele cosmice. O rază de lumină, pornită dintr-un punct al universului, urmează o geodezică; aceasta fiind o curbă închisă, raza de lumină poate reveni la punctul ei de plecare, bineînțeles după un interval de timp neînchipuit de mare.

Universul neeuclidian conceput de Einstein este un sistem static, de mărime invariabilă. În 1917 astronomul olandez W. de Sitter a imaginat un model cosmic dinamic: datorită maselor aflate în cuprinsul său, apare o respingere generală avînd ca efect expansiunea universului. Acest rezultat, verificat de W. de Sitter în cîteva cazuri, a stimulat cercetările astronomilor. În 1929 astronomul american Edwin Hubble a stabilit că galaxiile se îndepărtează de noi, după legea care îi poartă numele: viteza de îndepărtare a galaxiilor este proporțională cu distanța care ne desparte.

---

[1] Max Born, *Fizica în concepția generației mele*, p. 248, Editura științifică, 1969.

Scanned with CamScanner

Cercetările cosmologice, inițiate de Einstein și de Sitter pe baza teoriei relativității generalizate, sînt în plină dezvoltare. În aceste cercetări, se lucrează cu distanțe de ordinul a miliarde și zeci de miliarde de ani lumină și cu intervale de timp de același ordin de mărime. Este deosebit de uimitor faptul că legile naturii, descoperite de oameni într-un minuscul colț al universului, pe Pămînt, au o valabilitate generală, producînd aceleași efecte în cele mai îndepărtate colțuri ale lumii. Deși țintuiți pe suprafața infinit mică a Pămîntului (în raport cu distanțele cosmice), teoria lui Einstein ne-a învățat să pătrundem cu gîndul pretutindeni în univers, pentru a dezvălui tainele unei lumi grandioase, pe care într-un viitor îndepărtat vom ajunge, desigur, s-o stăpînim în mai toate manifestările ei.

*

Explicarea geometrică a gravitației, dată de Einstein, dacă satisface complet pe fizicienii teoreticieni, în schimb pe cei experimentatori îi satisface mai puțin sau chiar deloc. De aceea se și aud din cînd în cînd părerile unor fizicieni experimentatori de valoare, pentru care teoria relativistă a gravitației nu lămurește în spirit clasic — clar și simplu — problema cîmpului gravitațional.

Bunăoară, fizicianul sovietic S. I. Vavilov, în cartea pe care a închinat-o lui Newton[1], scrie: „În timpurile noastre fizica teoretică a reușit să includă gravitația ca o verigă necesară în sistemul noțiunilor fundamentale de fizică. Ea a încetat de a mai fi o parte străină acestui sistem. Din nefericire, simplitatea și claritatea fizicii clasice, exprimate în „Principii" și care corespund obișnuințelor noastre, experienței de zi cu zi, pe care o dobîndim din ziua nașterii, au fost pierdute și gravitația împreună cu multe altele din fizica nouă, rămîn „neînțelese" în sensul obișnuit al cuvîntului".

Mai departe (p. 174), Vavilov scrie: „Teoria relativității generalizate a lui Einstein unifică forțele care se determină complet prin masă (forțele centrifuge, gravitația lui Newton) într-o singură clasă comună a forțelor de gravitație, care se supun unei legi comune. În fond nici nu se poate compara legea lui Newton cu cea a lui Einstein. În formula lui Newton intră mase și distanțe absolute, care n-au nici un sens în teoria

[1] S. I. Vavilov, *Isaac Newton, 1643—1727*, p. 181, Editura de stat, 1947.

Scanned with CamScanner

lui Einstein. Pe de altă parte, teoria lui Einstein ocolește însăși noțiunea de forță; ea operează, se poate spune, „cu un alt dicționar" și nu spune nimic despre forțele acțiunii reciproce a două corpuri.

Este drept că, pînă astăzi, nu s-a făcut nici o încercare de a reduce abstractizarea maximă a teoriei relativității generalizate. Încă nu există lucrări care să coboare la nivelul mediu de înțelegere noțiunile și calculele înalte din teoria lui Einstein. Relativitatea generalizată nu a urmat pînă acum drumul descris de relativitatea restrînsă, care a reușit să fie exprimată prin calcule matematice simple, cunoscute de pe băncile școlii medii. Noi însă sîntem convinși că încercările de a expune teoria relativistă a gravitației prin calcule mai simple, mai la îndemîna tuturor, vor putea face ca această teorie să fie perfect înțeleasă, astfel încît să figureze în orice manual de fizică generală, cum este cazul cu relativitatea restrînsă. Pînă atunci, neputînd fi înțeleasă de toți fizicienii, teoria relativității generalizate a lui Einstein va fi uneori criticată, nu însă și contestată.

Scanned with CamScanner

IV. ALBERT EINSTEIN

Qui genus humanum ingenio superavit[1]

„Să gîndeşti cum n-a gîndit nimeni pînă la tine, dar aşa cum au să gîndească toţi după tine, înseamnă să fii un om mare", spunea G. G. Longinescu, unul din cei mai valoroşi dascăli ai Universităţii din Bucureşti. Albert Einstein a fost un astfel de om mare, preţuit ca nimeni altul în vremea lui. Aşa cum a gîndit el fizica nu mai încercase nici un alt om de ştiinţă pînă atunci, iar pe cărările deschise de el au păşit mai toţi fizicienii care au contribuit efectiv la progresul fizicii din secolul al XX-lea.

Deseori, numele lui Einstein este asociat cu cel al lui Newton: Einstein, se afirmă, este Newton-ul vremii noastre. Ceea ce a înfăptuit Newton pentru secolul al XVIII-lea, a realizat Einstein pentru secolul al XX-lea. Şi unul şi celălalt au construit cîte o mecanică nouă, întemeiată pe principii noi, cu rezultate prodigioase pentru cercetarea ştiinţifică.

Versurile pe care poetul englez Alexander Pope le-a închinat marelui Newton:

Natura şi legile naturii stăteau ascunse-n noapte.

„Să fie Newton" a zis Dumnezeu şi totul fu numai lumină,

se potrivesc întru totul şi lui Albert Einstein. Ca şi înaintaşul său de acum mai bine de două veacuri, Einstein a dat la iveală o seamă de legi fundamentale ale naturii, pe baza cărora a propus o viziune nouă a realităţii.

---

[1] *Cel care a depăşit prin geniul lui neamul omenesc.* (Inscripţie pe statuia lui Newton la Trinity College din Cambridge. Valabilă pe deplin şi lui Einstein).

Scanned with CamScanner

Cine a fost acest om excepţional, pe care istoria ştiinţei va trebui să-l reţină pentru totdeauna, cu nimbul de glorie pe care i l-a decernat civilizaţia veacului al XX-lea?

Albert Einstein s-a născut la 14 martie 1879 în orăşelul Ulm din Bavaria, localitate cunoscută încă din secolul al IX-lea. Părinţii lui dispuneau de o stare materială bună, fiind proprietarii unei fabrici de aparate electrotehnice. Tatăl său, Hermann Einstein, manifestase în tinereţe înclinaţie pentru matematică, iar mama sa, Pauline Koch, fiica unui bogat negustor de cereale, iubea pianul şi compoziţiile lui Beethoven. Înclinaţia pentru muzică a mamei a moştenit-o şi fiul; acesta va începe să cînte la vioară de la vîrsta de şase ani, iar la 14 ani da concerte de cameră. Toată viaţa va fi stăpînit de pasiunea pentru muzică, preferinţele sale fiind îndreptate în special către Mozart.

Einstein a urmat cursurile liceale la München, fără să se manifeste ca un elev strălucit. Excela la matematică şi fizică, unde avea cunoştinţe cu mult superioare colegilor săi; simţea însă un profund dezgust pentru învăţătura pe de rost, poate şi din cauză că nu era înzestrat cu o memorie prea bună, cum singur a mărturisit-o.

În toamna anului 1895, terminînd liceul Luitpold din München, Einstein s-a prezentat la examenul de admitere de la Politehnica din Zürich, şcoală celebră în toată lumea prin profesorii pe care îi avea, mulţi dintre ei savanţi de renume mondial. De acest examen erau scutiţi numai absolvenţii liceelor elveţiene. Deşi a trecut cu mare succes proba de matematică, a răspuns nesatisfăcător la alte discipline (botanică, zoologie şi limbi străine), astfel că nu a fost admis. De aceea, după examen, Einstein s-a înscris în ultima clasă a unui liceu elveţian, putînd obţine la sfîrşitul anului certificatul de maturitate de care avea nevoie pentru a intra la Politehnică fără examen. A ales Facultatea de pedagogie, unde se pregăteau viitoarele cadre didactice şi asistenţii universitari pentru fizică şi matematică.

Ca student, Einstein nu a urmat în mod regulat cursurile profesorilor, preferînd că consulte acasă manualele de specialitate şi caietele de notiţe ale colegilor săi. Astfel, nu prea a fost văzut la lecţiile profesorului Hermann Minkowski, cel care, după cîţiva ani, va căpăta o mare celebritate prin contribuţiile matematice aduse la dezvoltarea ideilor lui Einstein. Minkowski a rămas foarte mirat de succesele ştiinţifice de mai tîrziu ale fostului său student, pe care aproape că

Scanned with CamScanner

nu-l zărise la cursurile lui de matematică. Dacă Einstein nu frecventa în mod regulat cursurile universitare, în schimb studia singur mult mai mult decît predau profesorii, căutînd să pătrundă bine ceea ce avea de învăţat. Prietenul său de mai tîrziu, celebrul fizician Max Born, explică frecvenţa neregulată sau neparticiparea la cursuri a lui Einstein „prin faptul că el cunoştea deja aproape tot ce se preda şi era ocupat cu probleme mai profunde".

Un bun coleg al lui Einstein era Marcel Grossmann, un tînăr studios, pasionat pentru matematici şi care i-a fost mai tîrziu de mare folos lui Einstein în cunoaşterea matematicilor superioare. Căci celebrul autor al teoriei relativităţii nu a pătruns în fizică cu instrumentul matematic bine pus la punct. El s-a lansat repede în cercetări de fizică teoretică, dispunînd de cunoştinţe insuficiente de matematici superioare, pe care a trebuit să le îmbogăţească mereu şi chiar să le perfecţioneze el însuşi.

Cînd Minkowski şi-a publicat lucrarea în care prelucra matematic ideile lui Einstein, acesta i-a declarat unui profesor de matematică de la Politehnica din Zürich: „De cînd confratele dumitale într-ale matematicii a început să prelucreze teoria mea, eu nu mai înţeleg nimic din ea!".

În notele sale autobiografice, Einstein declară: „Matematica superioară m-a interesat puţin în anii de învăţătură, deoarece în naivitatea mea mă gîndeam că, pentru un fizician, este suficient să posede numai noţiunile fundamentale de matematică. Restul credeam că este neesenţial pentru cunoaşterea amănuntelor naturii. Era o greşeală, de care mai tîrziu m-am căit amarnic".

În 1900, după patru ani de studii, Einstein a obţinut diploma de absolvire a Facultăţii de Pedagogie de la Politehnica din Zürich cu media generală 4,91 (nota maximă fiind 6). Un an mai tîrziu a căpătat cetăţenia elveţiană, pe care a păstrat-o toată viaţa deşi a trăit mulţi ani în Germania şi America.

Cu toate că media de absolvire era destul de mare pentru a putea fi reţinut la Politehnică, nici unul din foştii lui profesori nu a ţinut să-l aibă asistent. „Eram persecutat de profesorii mei, care nu mă simpatizau din cauza independenţei mele şi-mi închideau astfel calea spre ştiinţă ..." a mărturisit mai tîrziu Einstein. De aceea, odată cu terminarea studiilor la Zürich, a început şi grija cea mare a găsirii unui post, din care să poată trăi. După două încercări nereuşite de a fi folo-

Scanned with CamScanner

sit în învăţămîntul mediu, a publicat un anunţ la gazetă că dă lecţii de fizică. Anunţul nu i-a adus mulţi elevi, dar în schimb i-a procurat un prieten de care a rămas legat toată viaţa: studentul Maurice Solovin, originar din România. Acesta, urmînd un curs de filozofie la universitate, dorea să aibă şi cunoştinţe de fizică. Dar lecţiile lui Einstein cu Solovin s-au transformat repede în discuţii filozofice purtate între doi prieteni.

În această perioadă, Einstein porneşte cercetări ştiinţifice de unul singur, fără îndrumările vreunui specialist cu experienţă. A început să se ocupe de tensiunea superficială a lichidelor, în legătură cu forţele de coeziune. Obţinînd rezultate interesante, le-a trimis spre publicare revistei de mare prestigiu Annalen der Physik, de la Berlin. Lucrarea a fost admisă de comitetul de redacţie al revistei şi a apărut în numărul 4 din 1901. Faptul că această lucrare a fost dată la iveală curînd după terminarea studiilor la Politehnică ne face să credem că ea l-a preocupat şi în ultimii ani de studenţie, ceea ce denotă precocitatea ştiinţifică a tînărului Einstein. Este cea dintîi lucrare ştiinţifică a aceluia care avea să revoluţioneze fizica din vremea lui.

În acest timp Einstein a continuat să se preocupe de numirea sa ca asistent pe lîngă profesorii renumiţi din acea vreme. La 19 martie 1901 el i-a scris profesorului Wilhelm Ostwald — marele fizico-chimist german — de la Universitatea din Leipzig, manifestîndu-şi dorinţa de a ocupa un post de asistent la laboratoarele conduse de acesta. Dar scrisoarea lui a rămas fără răspuns. În urma acestui insucces, Einstein s-a adresat profesorului Kamerlingh-Onnes de la Universitatea din Leyden (Olanda), dar fără nici un alt rezultat.

În primăvara anului 1902 tatăl lui Marcel Grossmann intervine la directorul Departamentului federal de brevete (Patentamt) din Berna, cu care era bun prieten, pentru angajarea lui Einstein ca referent de birou. Slujba, pentru care era plătit cu 300 de franci pe lună, consta din cercetarea proiectelor de invenţii ce-i erau înaintate şi alcătuirea unor referate critice, pe baza cărora se dădeau deciziile de aprobare sau respingere.

Einstein nu s-a descurajat cîtuşi de puţin de faptul că, în loc de un post în învăţămînt, a căpătat o slujbă administrativă. El a declarat mai tîrziu: „... Intocmirea brevetelor era pentru mine o binefacere; ea îmi dădea prilejul să mă gîndesc la fizică. În afară de aceasta, o profesiune practică este, în general vorbind, o salvare pentru un om ca mine. Ocupaţiile

Scanned with CamScanner

academice silesc pe tineri să dea o producţie ştiinţifică continuă, astfel că numai caracterele tari reuşesc să reziste tentaţiei de a da la iveală lucrări superficiale".

Consecvent acestei păreri i-a răspuns prietenului său Max Born, cînd acesta i-a cerut odată sprijin pentru numirea unui absolvent, considerat ca bine dotat: „Lasă-l să devină cizmar sau lăcătuş; dacă ştiinţa îi stă în sînge şi dacă e bun la ceva, îşi va găsi singur drumul".

Perioada petrecută la Berna este cea mai importantă din viaţa lui Einstein. În capitala Elveţiei a produs el lucrările care i-au adus foarte curînd o celebritate mondială. Împreună cu prietenii săi Solovin şi Conrad Habicht (student la matematici), Einstein petrecea ore întregi în discuţii ştiinţifice sau filozofice, cîteodată şi literare.

Cei trei prieteni se întîlneau la Einstein acasă, sau la cafeneaua de categoria a doua „Olimpia", în faţa cîte unui pahar de bere, sau, cîteodată, la locuinţa inginerului italian Michelangelo Besso, referent şi el la Biroul de brevete. S-au pus astfel bazele unei asociaţii prieteneşti pentru discutarea ideilor mai importante din ştiinţă şi filozofie, pe care au numit-o „Academia Olimpia".

„Academia Olimpia" a avut o viaţă scurtă, de numai trei ani, dar ea a lăsat urme adînci în conştiinţa membrilor săi. Într-o scrisoare adresată lui Solovin în 1953, bătrînul Einstein, în vîrstă de 74 de ani, îşi aminteşte cu drag de „Nemuritoarea Academie Olimpia", care le procurase multe bucurii în tinereţe: „Noi te-am creat ca să ne veselim pe seama surorilor tale mai bătrîne, greoaie şi orgolioase", scrie Einstein ridiculizînd societăţile savante din vremea aceea. Şi în continuare: „Toţi cei trei membri ai tăi au rămas neschimbaţi. Deşi s-au ramolit întrucîtva, totuşi o părticică din lumina ta pură şi dătătoare de viaţă le mai luminează încă viaţa solitară, pentru că tu nu ai îmbătrînit odată cu ei..."

„Academia Olimpia" s-a ocupat cu studiul filozofiei lui Spinoza şi Hume, după care au fost luate în cercetare noile publicaţii ale lui Mach şi Avenarius, ca şi cartea lui H. Poincaré, „Ştiinţă şi Ipoteză". A mai fost pusă în discuţie şi cartea lui Riemann „Ipotezele care stau la baza geometriei", lucrarea filozofică a lui Clifford „Despre esenţa lucrurilor în sine" şi altele, între care şi tratate de matematică. Deseori, membrii acestei „academii" se opreau la cîte un pasaj sau chiar la cîte o frază dintr-o carte, pe care începeau s-o analizeze în discuţii care se prelungeau zile întregi. Din cînd în cînd aceste

Scanned with CamScanner

discuţii erau întrerupte, pentru a fi ascultat Einstein cîntînd la vioară, acompaniat la flaut de Solovin.

Inginerul Besso era preţuit mult de Einstein pentru bogăţia lui de cunoştinţe din cele mai variate domenii: matematică, fizică, filozofie, tehnică, dar mai ales pentru uşurinţa cu care accepta ideile noi şi putea să le dezvolte mai departe. După părerea lui Einstein, la vremea aceea nu s-ar fi putut găsi nicăieri în Europa „un rezonator mai receptiv la ideile noi" decît inginerul Besso. Amintindu-şi mai tîrziu de discuţiile ştiinţifice purtate cu Einstein la Berna, Besso spunea: „Acest vultur m-a ridicat pe aripile lui, ca pe o vrabie, la înălţimi ameţitoare. Iar acolo vrăbiuţa, bătînd din aripi, a făcut şi ea un mic salt în sus".

Einstien la masa de lucru în Biroul de brevete din Berna

În anii petrecuţi la Berna, Einstein era un bărbat înalt, bine făcut, cu o figură distinsă, pe care se putea citi inteligenţa lui remarcabilă. Nasul îi era puţin acvilin, ochii căprui şi mari din care radia o bunătate fără de margini; purta o mus-

Scanned with CamScanner

taţă bogată, de care nu s-a despărţit toată viaţa. Părul de pe cap depăşea întrucîtva dimensiunile obişnuite, dîndu-i o înfăţişare mai mult de artist decît de om de ştiinţă. Era neglijent cu îmbrăcămintea, meteahnă de care nu a scăpat niciodată în cursul vieţii. Prietenii săi notează că, în discuţiile din acea perioadă, Einstein vorbea rar, uneori chiar monoton. Cînd tăcea, dădea impresia unui om căzut pe gînduri, pe care nu-l interesa nimic din jurul lui.

Era vesel şi îi plăcea să glumească cîteodată în versuri, deşi nu totdeauna făcea glume reuşite. „În general — scrie V. Smilga[1] — era un tînăr foarte cult şi amabil. Nu era nici unilateral, nici înfumurat, nici n-avea vreo predispoziţie maladivă spre meditaţie. Existau toate motivele să se creadă că va ajunge cu timpul un director de şcoală cu adevărat cult şi interesant, sau expert clasa întîi la Biroul de brevete, unde deocamdată avea un post de expert clasa a treia".

În 1905 „Academia Olimpia" începe să se destrame prin plecarea din Berna a lui Habicht şi Solovin. Se stabileşte de acum încolo o legătură numai prin scrisori, Einstein comunicînd prietenilor săi problemele ştiinţifice care îl preocupă şi lucrările care continuă să-i apară an de an în Annalen der Physik.

După publicarea lucrării cu privire la tensiunea superficială a lichidelor, Einstein dă la iveală în scurt timp, cu o viteză rar întîlnită în istoria fizicii, o serie de memorii de o importanţă deosebită pentru cunoaşterea mai adîncă a fenomenelor fizice.

Astfel, în 1902 el publică „Teoria cinetică a echilibrului termic şi a principiului al II-lea al termodinamicii", în care deduce, prin consideraţii statistice, condiţiile echilibrului termic şi principiul al II-lea al termodinamicii. După cum recunoaşte Max Born[2], „De fapt, lucrarea lui Einstein este o redescoperire a tuturor trăsăturilor esenţiale ale mecanicii statistice, scrisă evident în deplină necunoaştere a faptului că, cu puţin timp înainte, acest domeniu fusese conturat de către Gibbs. Asemănarea este de-a dreptul uluitoare".

În 1903, tînărul fizician, care împlinise de-abia 24 de ani, publică lucrarea „O teorie a bazelor termodinamicii", în care dezvoltă teoria statistică pe o altă bază, luînd în considerare un sistem izolat în decursul timpului. Meritul lui Einstein este

---

[1] V. Smilga, *În goană după frumos*, p. 250, Editura tineretului, 1968.
[2] Max Born, op. cit., p. 112.

Scanned with CamScanner

că aplică această teorie la un caz concret, anume la *mişcarea browniană*.

Mişcarea browniană fusese descoperită în 1828 de către botanistul englez Robert Brown, dar timp de aproape patruzeci de ani acest fenomen nu a căpătat o explicaţie satisfăcătoare. În 1860, fizicianul Wiener a susţinut cel dintîi că mişcarea browniană nu-şi are originea nici în particule şi nici în vreo cauză exterioară, ci se datoreşte unor mişcări interne, caracteristice stării lichide. Lucrarea lui Wiener a trecut însă neobservată, căci ea conţinea şi unele consideraţii ciudate şi obscure. Carbonnelle în 1874 şi W. Ramsay în 1879 au considerat mişcarea browniană ca datorată bombardării particulelor de către moleculele lichidului.

Această explicaţie a mişcării browniene era însă pur ipotetică şi producea unele nedumeriri. E adevărat că moleculele, atunci cînd ciocnesc o particulă, tind s-o pună în mişcare; dar dacă particula are dimensiuni mari, moleculele care vin în număr mare din toate părţile îşi compensează reciproc loviturile, astfel că, practic, particula rămîne în repaus. Trebuia să se arate că, dacă particula este foarte mică, ciocnirile moleculare nu se mai compensează. Uneori o parte a particulei în suspensie poate să fie izbită de un număr mai mare de molecule decît partea opusă, ceea ce ar face ca particula să intre în mişcare.

Ipoteza lui Carbonnelle şi Ramsay, după care mişcarea browniană se datoreşte agitaţiei moleculare a lichidului ambiant, a fost supusă unui prim control experimental de către fizicianul Exner în 1900. Acesta a calculat prin teoria cinetică viteza pătratică medie a particulelor în mişcare browniană şi a comparat-o cu valorile determinate experimental. Insuccesul a fost însă total, valorile calculate fiind cu mult mai mari decît cele măsurate.

Acest dezacord între teorie şi experienţă nu infirmă însă ipoteza fundamentală, după care mişcarea browniană s-ar datora ciocnirilor moleculare; cauza dezacordului trebuie căutată în însăşi metoda experimentală folosită. În adevăr, viteza măsurată în aceste cazuri nu corespunde realităţii, deoarece nu este cu putinţă să urmărim cu stricteţe mişcarea aşa de complicată a unei particule care, în decurs de numai o secundă, îşi schimbă drumul de zeci de milioane de ori.

Teoria statistică, elaborată de Einstein în 1905, nu mai ia în consideraţie viteza pătratică medie a particulelor, ci o altă mărime, măsurabilă cu destulă aproximaţie: *deplasarea pătra-*

Scanned with CamScanner

tică medie. Potrivit legii stabilite de Einstein, deplasarea pătratică medie după o direcţie, într-un interval de timp dat, este proporţională cu rădăcina pătrată a intervalului de timp respectiv. În acelaşi timp cu Einstein, dar fără să ştie unul de altul, fizicianul polonez Smoluchowski de Smolan se ocupa şi el de teoria statistică a mişcării browniene. Lucrarea acestuia a apărut numai la cîteva luni după publicaţia lui Einstein, astfel că, în istoricul cercetărilor privitoare la mişcarea browniană, numele acestor doi fizicieni sînt totdeauna asociate.

Teoria statistică a mişcării browniene a avut şi acest rol important, de a fi iniţiat o serie de experienţe pentru dovedirea realităţii moleculare. Era tocmai pe vremea cînd energetiştii, oameni de ştiinţă sau filozofi, se întreceau în a contesta existenţa obiectivă a atomilor şi moleculelor, considerînd-o doar o simplă ipoteză ce ar trebui părăsită. Experienţele de mai tîrziu ale lui Jean Perrin, instituite pe baza teoriei mişcării browniene a lui Einstein, ca şi alte experienţe în legătură cu fenomene de o mare diversitate, au dus la convingerea definitivă că atomii şi moleculele există cu adevărat, fără posibilitatea de a mai fi contestate. Astfel, în 1908, marele chimist Wilhelm Ostwald, iniţiatorul curentului energetist din filozofie şi fizică, scria: „Astăzi m-am convins că de curînd s-a obţinut confirmarea experimentală a caracterului discret sau granular al materiei, pe care în zadar l-a căutat ipoteza atomică în decursul veacurilor şi al mileniilor. Izolarea şi calcularea numărului de ioni în gaze, precum şi concordanţa legilor mişcării browniene cu cerinţele teoriei cinetice... îi dau acum, chiar şi celui mai precaut om de ştiinţă, dreptul de a vorbi despre confirmarea experimentală a teoriei atomice a materiei.... Prin aceasta, ipoteza atomică a fost ridicată la rangul de teorie ştiinţifică fundamentală".

Din materialul aflat în lucrările sale de statistică moleculară, Einstein şi-a alcătuit teza de doctorat, pe care a prezentat-o Universităţii din Zürich sub titlul: „O nouă determinare a dimensiunilor moleculare". Lucrarea cuprindea numai 21 de pagini şi purta dedicaţia: „Prietenului meu Marcel Grossmann", cu care discutase în prealabil ideile cuprinse în ea. Teza a fost acceptată şi, în 1905, Albert Einstein a devenit „doctor în filozofie" al Universităţii din Zürich.

Deoarece se specializase în studiul statistic al sistemelor de particule, tînărul fizician, neîndrumat de nimeni, se hotărî să se ocupe şi de statistica radiaţiei luminoase în legătură cu

Scanned with CamScanner

efectul fotoelectric. Acest efect fusese descoperit în 1887 de marele fizician H. Hertz, dar legile stabilite experimental nu puteau fi explicate. Energia cinetică a fotoelectronilor emişi ar fi trebuit să depindă de iluminarea stratului emisiv; în realitate, ea depindea numai de frecvenţa luminii incidente.

Pentru a explica această comportare curioasă a fotoelectronilor, Einstein se foloseşte de ipoteza cuantelor de energie, emisă de Planck în 1900, de care oamenii de ştiinţă nu prea se interesau pe atunci, fiind considerată ca o ciudăţenie a fizicii teoretice, care nu merită să fie luată prea în serios[1]. Potrivit concepţiei lui Planck, un oscilator luminos emite şi absoarbe energia în cantităţi discrete, indivizibile, multipli întregi ai unei cantităţi elementare, pe care a denumit-o „cuantă de energie". Planck considera că aceste cuante nu au o existenţă de sine stătătoare, ci apar numai în procesul de emisie, respectiv de absorbţie, a energiei oscilatorilor. Einstein este însă mult mai îndrăzneţ: cuantele de lumină, presupune el, au o existenţă proprie, independent de procesul de interacţie dintre oscilatori şi energie. În felul acesta, unda luminoasă îşi pierde înţelesul ei clasic, de repartiţie uniformă a energiei pe o suprafaţă în continuă mişcare. Izvorul luminos nu emite unde, ci particule distincte de energie, cărora Einstein le-a dat numele de „cuante de lumină" (denumite ulterior „fotoni"). Se revine în felul acesta la vechea ipoteză a emisiei luminii, prin particule, susţinută în special de Newton; cuantele de lumină sînt însă particule de energie şi nu de vreo substanţă luminoasă.

Ipoteza cuantelor de lumină, propusă de Einstein în 1905, explică perfect de bine legile experimentale ale efectului fotoelectric. După succesul înregistrat cu radiaţia corpului negru, concepţia cuantică a lui Planck repurta un al doilea mare succes, cu efectul fotoelectric, silindu-i pe fizicieni să-i acorde atenţia cuvenită. Dar presupunerea îndrăzneaţă a lui Einstein „l-a speriat de moarte" (expresia este a lui G. Gamow) pe Planck, care nici nu a voit să audă de cuante ca particule independente de energie luminoasă. Pentru a-şi manifesta dezaprobarea, Planck a căutat să dezvolte o a doua formă a teoriei cuantelor („zweite Fassung der Quantentheorie"), în

---

[1] Banesh Hoffmann are dreptate cînd spune („Ciudata poveste a cuantei", p. 23, Editura ştiinţifică, 1970): „Timp de patru ani ideea lui Planck a dus o existenţă precară, fiind aproape părăsită de creatorul ei. Şi deodată, în 1905, un oarecare funcţionar de la Biroul elveţian de brevete din Berna face o afirmaţie importantă şi îndrăzneaţă, care va insufla o viaţă nouă descoperirii lîncezînde a lui Planck şi o va repune pe picioare...".

Scanned with CamScanner

care numai emisia este cuantificată, absorbţia rămînînd continuă. De asemenea, în raportul de recomandare a lui Einstein ca profesor la Berlin, i se aduce un reproş sever tocmai în privinţa cuantelor de lumină. Autorii acestui raport, Planck, Nernst, Rubens şi Warburg, toţi fizicieni de renume mondial, declară la sfîrşit: „În rezumat, se poate spune că, printre marile probleme de care fizica modernă este atît de bogată, nu există vreuna faţă de care Einstein să nu fi adoptat o poziţie remarcabilă. Faptul că în speculaţiile sale el sare cîteodată dincolo de cal, ca de exemplu în ipoteza sa cu privire la cuantele de lumină, nu trebuie să i se reproşeze prea aspru. Căci nici în cele mai exacte ştiinţe ale naturii nu se poate introduce o adevărată înnoire, fără a risca uneori".

Lucrarea lui Einstein, prin care se relevă proprietăţile corpusculare ale luminii, a deschis în fizică o epocă nouă, deşi s-a crezut la început că depăşeşte limitele permise, afirmînd că unele fenomene fizice manifestă un caracter contradictoriu şi corpuscular. Această lucrare trebuie socotită, împreună cu lucrarea lui L. de Broglie din 1924, ca punînd bazele mecanicii cuantice.

În sfîrşit, tot în 1905, Einstein publică în Annalen der Physik celebrul lui memoriu „Zur Elektrodynamik bewegter Körper", în care a dezvoltat *teoria relativităţii restrînse*. Unii încearcă să diminueze meritul lui Einstein în elaborarea acestei teorii, susţinînd că, în egală măsură, trebuie să avem în vedere şi contribuţiile înaintaşilor săi, Lorentz şi Poincaré. Astfel, fizicianul de mare valoare Max Born, bun prieten cu Einstein, este de părere că: „principiul relativităţii restrînse nu a fost o descoperire a unui singur om. Einstein a pus ultima cărămidă la construcţia pe care au zidit-o Lorentz, Poincaré şi alţii şi pe temelia căreia şi-a ridicat clădirea Minkowski. Găsesc că nu este drept ca toţi aceşti oameni să fie uitaţi, aşa cum se întîmplă cu multe cărţi"[1]. În 1955, cu puţin înainte de a se stinge din viaţă, Einstein a declarat: „Urmărind evoluţia teoriei relativităţii, nu încape nici o îndoială că în 1905 ea era coaptă pentru apariţie. Lorentz ştia că ecuaţiilor lui Maxwell le corespund transformările care ulterior au fost denumite cu numele lui, iar Poincaré a adîncit această idee. Eu cunoşteam lucrarea fundamentală a lui Lorentz, apărută în 1895, dar nu cunoşteam lucrarea ulterioară şi nici cercetările lui Poincaré legate de aceasta. În acest sens, lucrarea mea este

[1] Max Born, op. cit., p. 242.

Scanned with CamScanner

independentă. Noul într-însa consta în următoarele: transformările lui Lorentz se deduceau aici nu din electrodinamică, ci din considerente generale..."[1].

Ideea genială a lui Einstein, care nu se regăseşte la nici unul din înaintaşii săi, este obţinerea formulelor lui Lorentz independent de ecuaţiile cîmpului electromagnetic. În felul acesta, ele au căpătat semnificaţia unor ecuaţii generale, pentru toate fenomenele fizice, ceea ce a permis conceperea unei mecanici noi, mai generală decît mecanica newtoniană. *Dacă principiul relativităţii a fost întrezărit de Lorentz şi Poincaré, în schimb teoria relativităţii rămîne în întregime opera unui singur om, Albert Einstein* — este de părere autorul acestei cărţi.

Memoriul lui Einstein a stîrnit interesul lui Planck, care, deşi bolnav, i-a scris autorului cerîndu-i informaţii despre profesia şi titlurile lui. Dîndu-şi seama de ideile revoluţionare din acest memoriu, Plank a menţionat în scrisoarea lui că „După lucrarea dv. sînt de prevăzut bătălii ştiinţifice, care nu pot fi comparate decît cu acelea care au avut loc cîndva pentru concepţia lui Copernic..."

După primirea răspunsului, Planck i-a scris lui Gruner, profesor de fizică teoretică la Universitatea din Berna, despre „un tînăr genial, aş putea spune unul din cei mai mari fizicieni ai timpului nostru, un oarecare domn Albert Einstein...". Gruner intră în legătură cu Einstein şi-l sfătui să prezinte Universităţii una din lucrările lui, cu speranţa că ar putea obţine un post de privat-docent (lector plătit de auditori şi care preda materii neintroduse în programul de învăţămînt al unei facultăţi). Tînărul fizician depuse memoriul său despre relativitate, aşteptînd cu nerăbdare o hotărîre favorabilă. Dar Gruner îi mărturisi că teoria expusă i se pare oarecum stranie şi neconvingătoare; iar Forster, profesor de fizică experimentală, declară sincer: „Am citit-o, dar n-am înţeles aproape nimic " În aceste condiţii nu este de mirare că autorul lucrării nu a fost propus să ţină prelegeri în faţa studenţilor.

În acest timp, memoriul lui Einstein despre relativitate începu să preocupe lumea ştiinţifică. Matematicianul Minkowski, care se transferase la Göttingen, expuse asistenţilor, săi, timp de cîteva ore, ideile cuprinse în lucrarea fostului său elev de la Politehnica din Zürich, întrezărind o comple-

---

[1] B. G. Kuzneţov, *De la Galilei la Einstein*, p. 359, Editura politică, 1966.

Scanned with CamScanner

tare matematică a acestor idei. Planck introduse teoria lui Einstein în cursul lui de fizică teoretică de la Universitatea din Berlin, iar unii fizicieni au luat drumul către Berna, să-l cunoască pe îndrăzneţul fizician care încerca să revoluţioneze fizica. Astfel, de la Würzburg a venit Laub, iar de la Berlin a sosit Max Laue, care a afirmat mai tîrziu că: „Einstein arăta aproape ca un băieţandru şi rîdea atît de zgomotos, cum nu mai auzisem pe nimeni pînă atunci".

Aproape imediat după memoriul despre relativitate, Einstein publică tot în Annalen der Physik o lucrare mai scurtă în care demonstrează formula (ce-i poartă numele) $W=mc^2$, care exprimă echivalenţa dintre energie şi masă. Această formulă a dat naştere la mai multe discuţii despre prioritate, căci ea fusese obţinută anterior şi de alţi autori, dar în cazuri particulare, fără semnificaţia adîncă ce i-a dat-o Einstein.

În 1907 Einstein publică lucrarea despre *căldurile specifice ale corpurilor solide*, în care explică variaţia acestora cu temperatura, pe temeiul concepţiei cuantice. Ideile expuse de Einstein aici atrag din nou atenţia fizicienilor asupra teoriei cuantelor, de data aceasta cu mai mult succes, deoarece lucrarea, neavînd un caracter revoluţionar, putea fi înţeleasă de majoritatea fizicienilor.

Se poate spune că succesul teoriei cuantelor în lumea fizicienilor se datoreşte atît autorului ei, cît şi lui Albert Einstein. Fără lucrările tînărului referent de brevete de la Berna, poate că ar fi trebuit să mai treacă multă vreme pînă ce concepţia lui Planck să fie acceptată de fizicieni şi introdusă în calculele lor. Einstein a fost cel dintîi şi cel mai mare sprijinitor al lui Planck pe tema teoriei cuantelor, după cum Planck a fost cel mai mare sprijinitor al lui Einstein pentru promovarea acestuia în posturile academice înalte.

În vacanţa de vară din 1908, Hans Ladenburg, profesor de fizică teoretică la Universitatea din Breslau (azi Wroclaw, Polonia), care se ocupa cu problema căldurilor specifice, a pornit şi el către Berna ca să-l cunoască pe Einstein. Ladenburg a luat contact cu forurile de conducere ale Universităţii, ca şi cu autorităţile federale, exprimîndu-şi mirarea că un savant ca Albert Einstein nu este profesor universitar. Intervenţia profesorului german a avut succes: în octombrie 1908 Einstein a fost numit privat-docent la Universitatea din Berna, avînd libertatea de a preda temele care îl interesează, ca şi lucrările ce le publicase pînă atunci.

Scanned with CamScanner

Din amintirile celor care au audiat în această epocă prelegerile lui Einstein, rezultă că marele savant, genialul creator al teoriei relativităţii, nu avea mai deloc talent didactic. Aşa se explică, probabil, de ce Einstein nu a publicat în tot cursul vieţii lui nici un manual didactic, contrar lui Planck, ale cărui cărţi de fizică teoretică treceau pe atunci — şi multă vreme după aceea — ca cele mai reuşite (mai clare şi mai originale) publicaţii didactice.

Einstein se prezenta la curs cu o neglijenţă vestimentară neobişnuită în rîndul cadrelor didactice universitare. Din momentul în care începea să vorbească, atenţia ascultărilor era captivată de ideile expuse, de concepţiile ştiinţifice noi, susţinute prin calcule matematice la nivel înalt. Einstein mai excela însă şi prin altceva: prin înţelesul fizic al fenomenelor, pe care îl mînuia cu un talent deosebit. În toate teoriile lui Einstein, eşafodajul matematic abstract se sprijină pe cîte o consideraţie fizică surprinzătoare, exprimînd o proprietate necunoscută pînă atunci a realităţii. Aşa, de pildă, în lucrarea despre căldurile specifice ale corpurilor solide, i-a trebuit lui Einstein o intuiţie fizică rar întîlnită la teoreticieni ca să treacă de la oscilatorii „metafizici" ai lui Planck la atomii corpului solid. Einstein a fost un talentat matematician, dar şi un talentat fizician; din îmbinarea acestor două talente s-a plămădit geniul care a îmbogăţit ştiinţa fizicii cu o seamă de cunoştinţe, deschizătoare de multiple drumuri noi în veacul al XX-lea.

În vara anului 1909 au început să apară şi primele onoruri: Universitatea din Geneva i-a decernat titlul de doctor honoris causa, cu prilejul aniversării a 300 de ani de la întemeierea ei de către Calvin. În toamna anului 1910 catedra de fizică teoretică de la Universitatea din Praga, pe atunci în imperiul Austro-Ungar, deveni vacantă. Einstein a candidat şi el, reuşind să fie numit profesor. Oraşul Praga avea una din cele mai vechi universităţi din Europa, înfiinţată de regele ceh Carol la 1347, înaintea celei din Viena (1365). În 1888 Universitatea s-a împărţit în două: una germană şi alta cehă. Primul rector al acestor universităţi a fost cunoscutul fizician Ernst Mach.

De îndată ce a sosit la Praga a căutat să lege prietenie cu colegii de care se simţea mai apropiat prin preocupări ştiinţifice şi pasiunea pentru muzică. S-a împrietenit cu matematicianul Georg Pick, bun violonist care, luînd cunoştinţă de preocupările lui Einstein — lucra pe atunci la teoria relati-

Scanned with CamScanner

vității generalizate — l-a sfătuit să studieze lucrările matematicienilor italieni Ricci și Levi-Civita.

În 1911 are loc la Bruxelles primul Congres Solvay, finanțat de industriașul belgian Ernest Solvay. La congres au fost invitați puțini participanți, printre cele mai mari somități ale lumii științifice: Rutherford, Max Planck, Walter Nernst, H.A. Lorentz, Albert Einstein, Franz Hasenöhrl, H. Poincaré, Marie Curie, Jean Perrin și Paul Langevin. Autorul teoriei relativității era cel mai tînăr dintre toți invitații.

La acest congres, teoria relativității a provocat discuții foarte aprinse; intervențiile lui Poincaré l-au decepționat pe Einstein. Într-o scrisoare trimisă unui prieten din Zürich, Einstein spune: „Poincaré a luat cuvîntul împotriva teoriei relativității. Cu toată finețea gîndirii lui, el a dovedit o slabă înțelegere a situației . . .“ Atitudinea puțin prietenoasă a savantului francez față de Einstein era ceva mai veche. În prelegerea „La Mécanique Nouvelle“, ținută în 1909 la Göttingen, Poincaré nu citează de loc pe Einstein și nici pe Minkowski, deși raționamentul pe care l-a expus era cel folosit de Einstein în memoriul din 1905. În schimb, pentru Lorentz, Einstein are numai cuvinte de laudă: „Lorentz este o minune de inteligență și tact. Omul acesta este o adevărată operă de artă ! După părerea mea, el este cel mai inteligent dintre toți teoreticienii prezenți“.

În 1912 a devenit vacantă catedra de fizică teoretică de la Politehnica din Zürich. Einstein părăsi Praga pentru a reveni în orașul de care se simțea legat prin prietenii săi dragi, din epoca studenției și a primelor succese științifice.

La Zürich îl aștepta prietenul său Marcel Grossmann, bun sfătuitor în chestiunile de matematici superioare. Einstein simțea nevoia să-l aibă cît mai aproape de el, pentru a discuta împreună geometria neeuclidiană, pe care urma să clădească teoria generală a relativității. Dealtfel, Einstein nu era mulțumit de viața pe care o ducea la Praga, neputîndu-se adapta moravurilor universitare din acest oraș. Prin caracterul său sociabil, prin umorul lui nu totdeauna inofensiv, prin modestia, ca și prin lipsa de vanitate, începuse să fie considerat de colegii lui din Praga drept un „scrîntit“. În locul lui a fost numit Philipp Franck, cunoscut mai tîrziu prin cercetările lui de filozofie. Cînd acesta s-a prezentat

Scanned with CamScanner

decanului, în noua sa calitate de profesor, a avut loc următorul dialog[1]:

„— Vă cerem puţin în domeniul specialităţii dv., declară decanul. Vrem să fiţi un om normal . . .

— Oare aceasta este o calitate atît de rară la profesorii de fizică? se miră Franck.

— Doar nu-ţi fi vrînd să mă convingeţi că predecesorul dv. este un om normal!"

În acest timp Max Planck se ocupa la Berlin de aducerea lui Einstein în cercul fizicienilor din capitala Germaniei. Tocmai se înfiinţase un mare institut de cercetări ştiinţifice (Kaiser Wilhelm Institut). Acest institut urma să fie construit la Dahlem, în marginea de vest a Berlinului, şi trebuia să cuprindă eminenţi oameni de ştiinţă. Bine retribuiţi, scutiţi de orice sarcini didactice, ei aveau libertatea să cerceteze tot ce doreau, dispunînd de o aparatură ştiinţifică perfecţionată.

Sarcina de a recruta membri pentru acest institut o aveau Planck şi Nernst, somităţile ştiinţifice ale Germaniei din acea vreme. Ei s-au deplasat personal la Zürich, oferindu-i lui Einstein direcţia institutului Kaiser Wilhelm, asigurîndu-l totodată că va fi ales membru al Academiei de Ştiinţe din Prusia şi va fi numit profesor la Universitatea din Berlin, unde va preda ce va crede de cuviinţă. Faţă de o ofertă aşa de ademenitoare, Einstein s-a decis să părăsească Elveţia.

În capitala Germaniei imperiale, Einstein îşi reîncepu activitatea didactică universitară, luînd săptămînal parte la seminariile de fizică frecventate de numeroşi fizicieni, dintre care citäm pe: Planck, Nernst, Max von Laue, Gustav Hertz, James Franck şi Erwin Schrödinger. Intervenţiile lui Einstein în discuţiile de la seminar erau profunde şi clare, fără cea mai mică afectare. În aceste seminarii s-au pregătit mulţi din tinerii fizicieni care vor deveni celebri în deceniile următoare.

Cîteva luni după sosirea lui Einstein la Berlin începu primul război mondial, din dorinţa de hegemonie a militariştilor germani. Dezlănţuirea războiului, invazia Belgiei şi distrugerile barbare provocate de armatele germane apăsau din greu pe conştiinţa intelectualilor germani. În acele zile de trufie naţionalistă, a fost dat la iveală „manifestul celor

[1] Vl. Lvov, *Einstein*, p. 104, Editura ştiinţifică, 1960.

Scanned with CamScanner

93 de intelectuali germani" care căuta să justifice dreptul poporului german de a stăpîni alte popoare. Numai trei savanţi au refuzat să iscălească acest manifest: Einstein, Nikolai şi Förster. Fiind cetăţean elveţian, al unei ţări neutre, şi bucurîndu-se de înaltul sprijin al lui Planck, Einstein nu a primit nici o sancţiune; dar Nikolai, profesor de biologie a fost încarcerat într-o fortăreaţă, iar Förster a reuşit să fugă peste graniţă.

Ca răspuns la manifestul celor 93 de intelectuali, Nikolai şi Förster au alcătuit un contramanifest: „Apel către europeni", în care se spune că „Germania lui Schiller şi a lui Goethe condamnă acest război nefericit". Acest apel poartă şi semnătura lui Einstein, alături de a celor doi iniţiatori.

Institutul Kaiser Wilhelm, ca şi celelalte institute afiliate, a trebuit să-şi suspende cercetările ştiinţifice pentru a lua în studiu numai probleme în legătură cu tehnica militară. Au fost organizate comisii, sub conducerea oamenilor de ştiinţă valoroşi; Einstein a refuzat să facă parte din astfel de comisii, motivînd că este ocupat cu lucrări urgente (se ocupa în acele zile de *teoria relativităţii generalizate*).

În timp ce războiul devasta regiunile din răsăritul şi apusul Europei, Einstein lucra cu succes la noua teorie a gravitaţiei. În 1914 el publică 17 lucrări asupra acestei teorii, pe care o termină în anul următor. În 1917 îi apare cartea de popularizare: „Despre teoria restrînsă şi generală a teoriei relativităţii, pe înţelesul tuturor".

După terminarea războiului, marele fizician începe să sprijine cu hotărîre acţiunile întreprinse de pacifişti, pentru a împiedica izbucnirea în viitor a altor războaie. Astfel, în decembrie 1918, împreună cu Romain Rolland, Kellermann şi John Galsworthy, adresează Conferinţei de Pace de la Versailles un apel pentru „organizarea unei lumi care să nu mai conţină germenii războaielor viitoare".

În 1922, Einstein a fost invitat să facă parte din Comisia pentru cooperarea intelectuală de pe lîngă Liga Naţiunilor, dar după un an el demisionează din această comisie, descurajat de neputinţa Ligii Naţiunilor de a se opune forţelor războiului.

Între 1923 şi 1930 secretar al acestei comisii a fost George Oprescu, devenit ulterior profesor de istoria artelor la Universitatea din Bucureşti. În 1965 el a publicat un articol cuprinzînd „Amintiri de la Liga Naţiunilor", în care se ocupă, între alţii, şi de Albert Einstein. Iată ce relatează acad.

Scanned with CamScanner

G. Oprescu[1], dezvăluind şi unele trăsături negative ale marelui fizician:

„Einstein, temperament impulsiv şi pasionat, luînd adesea hotărîri bruşte şi exprimîndu-le prin cuvinte dure, pe care mai tîrziu le regreta, fusese numit membru încă de la început în comisia cea mare. Se supărase însă, nu ştiu bine de ce, pentru consecinţele politice, nu după placul lui, mi se pare, ale unei hotărîri luate de comisie şi demisionase. Insistînd în această atitudine, demisia a fost primită de Consiliul Ligii. După intrarea Germaniei în Ligă, căci la început, cum se ştie, nu fusese admisă ca membră, nu se putea imagina ca în Comisia de cooperare intelectuală să nu fie şi un german. Dar care? Cel pe care l-ar fi propus guvernul german de atunci nu era sigur că va plăcea Consiliului. De aceea, privirile tuturor s-au întors spre Einstein, pe care Consiliul l-ar fi numit cu siguranţă. Acesta este rugat să-şi uite vechea nemulţumire şi să revină la Comisie, ceea ce se şi întîmplă. Bergson, preşedintele, n-a fost prea bine impresionat de această revenire. El trebuia să pronunţe discursul de reprimire a noului venit şi începu cam aşa: „Profesorul Einstein a făcut parte din prima comisie, ca noi toţi. S-a retras din comisie, dar n-a persistat în această atitudine şi a revenit. El este de două ori al nostru" („Il est doublement notre"). Acest „doublement notre" era ghimpele pe care-l pregătise lui Einstein.

Nu ştiu dacă aceasta a prins sensul înţepăturii, căci el pe atunci nu vorbea prea curent nici franţuzeşte, nici englezeşte. De aceea, detesta să se exprime altfel decît în nemţeşte, în care limbă fiecare cuvînt al său era de o precizie desăvîrşită, exact conform ideii ce dorea să exprime. Limba germană, de care se servea, ca exactitate şi ca frumuţeşe, era un model. Cei doi oameni care, după părerea mea, arătau cel mai mare talent în mînuirea acestei limbi, erau Einstein şi Max Friedlaender, istoricul faimos al artei Ţărilor de Jos, care şi el făcuse parte dintr-o subcomisie. Thomas Mann, fără îndoială un mare stilist, se servea de o frază prea încărcată de propoziţii incidente, în vorbe mai greu de urmărit.

Einstein nu-l iubea pe Bergson, am spus-o, şi cred că nici nu-l stima prea mult. Odată, ieşind împreună pe la ora 10 seara, de la masa la care ne invitase profesorul Lorentz, timp de trei ceasuri ne-am plimbat pe malul lacului, la Geneva.

---

[1] G. Oprescu, *Amintiri, evocări*, p. 45, Editura pentru literatură, 1968.

Scanned with CamScanner

A început atunci, din vorbă în vorbă, să-mi facă portretele colegilor săi din comisiune, cu un talent şi cu o vervă, cu o adîncime psihologică demne de La Bruyére. Dacă aş fi scris acele portrete, cred că n-ar fi trebuit să se mai modifice nimic în expresiile de care se servise Einstein, pentru ca ele să rămînă un fel de modele ale genului. „Norocul profesorului Lorentz a fost, zicea el, că toată activitatea sa se desfăşura în bucurie. El n-a cunoscut obstacolele, luptele tragice cu adversitatea, de nici un fel. Totul i-a reuşit, i-a mers în plin". Şi spunînd acestea, el se gîndea că, dacă era profesor la Universitatea din Berlin, era nu fiindcă Universitatea l-ar fi chemat în sînul ei, căci ea refuzase să-l cheme, ci pentru că era membru al Academiei de Ştiinţe, iar membrii acestei Academii deveneau de drept profesori ai Universităţii.

Ceea ce-l nemulţumea profund la Bergson era nu numai amintirea publicaţiei nedrepte contra teoriei relativităţii, ci şi ideile sale politice, prea conservatoare şi, mai la drept vorbind, întreaga făptură intelectuală, întreaga fire a lui Bergson, cu totul deosebită de a sa. Bergson era un om al raţiunii; Einstein al instinctului şi al pasiunii, iubind libertatea, sinceritatea şi avîntul, sub toate formele, cu expresii uneori copilăreşti, sensibil la artă, însuşire care, spre marea mea mirare, îi lipsea complet lui Bergson. I-am văzut acasă la ei, pe amîndoi. Interiorul lui Bergson era cel al unui om „cossu", ezit să zic burghez. În camerele din apartamentul său, pe care le-am văzut, nu era nici un obiect ales pentru frumuseţea lui. Ca operă de artă, în afară de cîteva desene ale fiicei sale surdo-mute, care avea talent şi lua lecţii cu Rodin, nu era nimic. Einstein, într-un interior modest, la Berlin, n-avea nici el obiecte de artă, dar îmi amintesc privirea recunoscătoare ce mi-a adresat cînd i-am oferit cîteva litografii de Daumier, care se cumpărau atunci la Paris pentru cîţiva franci. În ce priveşte muzica, nu voi uita că într-o seară, cînd membrii Comisiei luaseră masa împreună, la rugămintea tuturor, i s-a adus o vioară şi ne-a cîntat o bucată solo de Bach. Desigur execuţia nu semăna întocmai cu o interpretare a lui Enescu sau a lui Stern, dar era un simptom. Poate că nici Descartes nu trăia altfel decît Bergson, dar Einstein mi-a apărut mult mai complex şi mai fascinant. El punea şi fantezia în viaţa sa, distracţii pasionante, care nu se potriveau deloc cu logica atotdominatoare şi cu nevoia de preţuire publică tradiţională, ce-l caracteriza pe Bergson. Astfel, Einstein, fără să se gîndească la ce ar zice lumea, practica

Scanned with CamScanner

sportul luntrei cu pînze, pe care o manevra singur, pe unul din lacurile din jurul Berlinului. Şi regret pînă astăzi că, invitat să-l însoţesc o zi întreagă într-o astfel de excursie, îmbolnăvit brusc de gripă şi cu temperatură înaltă, nu m-am putut duce la întîlnire. Îmi închipui ce ar fi fost pentru mine o zi întreagă petrecută în societatea lui Einstein.

Despre greutatea de a înţelege teoria relativităţii, ceea ce ar fi scuzat oarecum şi atitudinea lui Bergson, Einstein mi-a declarat că, dintre toţi fizicienii care s-au ocupat de ea, singur unul a înţeles-o[1], al cărui nume nu mi-l aduc bine aminte, un vienez, oarecum un discipol al lui, care ceva mai tîrziu a obţinut premiul Nobel. Întrebat de mine dacă un francez, care tocmai atunci publica în L'Illustration articole despre relativitate, era competent, Einstein mi-a răspuns net: „Nicidecum". „Dealtfel, a adăugat el, se întîmplă un fenomen curios cu oamenii de ştiinţă: în toată lumea nu există decît patru-cinci fizicieni care să priceapă anume probleme deosebit de grele, cum ar fi de pildă cea a relativităţii. Dacă, tratînd o astfel de problemă, nu reuşeşte să intereseze pe unul dintre aceştia, nu vei şti niciodată dacă te-ai înşelat sau dacă ai dreptate". El a adăugat că „profesorul Lorentz i-a arătat totdeauna multă bunăvoinţă şi cu el s-a consultat adesea, cu atît mai mult, cu cît recunoştea că posibilitatea sa de a face calcule complicate nu era desăvîrşită".

Omul pentru care Einstein avea cea mai mare antipatie, în comisie, era A. Rocco, codificatorul regimului politic pe care el îl detesta cel mai mult. Cînd Einstein revenise la comisie, Ruffini, la cererea guvernului italian fusese înlocuit cu Rocco. La prima şedinţă la care trebuiau să se întîlnească, se întîmplă ca Einstein să sosească ceva mai tîrziu. Locul său la masa Comisiei era la stînga mea, căci obişnuia uneori să-mi pună întrebări şi eu ţineam să-i pot răspunde. Cum îşi luă în primire scaunul, mă întrebă cu glas destul de tare, întrebuinţînd termenii drastici pe care îi obişnuia uneori: "Wo ist der Schurke (licheaua)?" Der Schurke, care pricepea nemţeşte, s-a făcut că nu înţelegea, deşi era exact în faţa noastră. L-am tras de mînecă şi întîmplarea s-a mărginit aici ...

După prima sa călătorie în America, unde fusese admirabil primit şi, după obiceiul locului, invitat în fiecare zi în case importante, în care gazda şi ceilalţi musafiri, mai ales femeile,

---

[1] E greu de crezut că Einstein să fi spus aşa ceva (n. a.).

Scanned with CamScanner

îi pus eseră întrebări, la plecare, pe vapor, cred, un ziarist indiscret, care se întîmplase să fie rudă cu președintele Lorentz, de la care dețin această știre, îi pusese la rîndul lui întrebări asupra felului cum fusese primit și asupra impresiilor cu care părăsea America, și-l făcuse să răspundă lucruri dezagreabile asupra obositoarei și tiranicei importanțe pe care o au femeile în buna societate americană. Date fiind respectul și admirația de care se bucură mai ales aceste femei în acea societate, interviul lui Einstein a produs un val de indignare, care a crescut mai ales după ce afirmațiile ziaristului, cunoscut ca un foarte cinstit profesionist, au fost dezmințite de Einstein.

Dar aceste trăsături contradictorii constituiau unul din farmecele care apropiau oarecum de ceilalți muritori această formidabilă personalitate".

Acțiunile pacifiste ale lui Einstein au început să fie privite cu dușmănie de către naționaliștii și militariștii germani, care nu-i iertau atitudinea sa antirăzboinică din anii precedenți. În 1920 a luat naștere „Liga antieinsteiniană", avînd ca șef spiritual pe cunoscutul fizician german Philipp Lenard, căruia i se alăturase un alt fizician de valoare, Johannes Stark, ambii laureați ai premiului Nobel. Liga a încercat să tulbure cursurile lui Einstein de la Universitate. Lenard ținu o serie de conferințe pe tema teoriei relativității, considerată de el ca „manifestare a spiritului bolșevic în fizică". În 1931 a fost publicată la Leipzig cartea: „Hundert Autoren gegen Einstein" (O sută de autori împotriva lui Einstein) în care se încerca să se știrbească din faima mondială a celebrului fizician.

Einstein ar fi meritat să primească premiul Nobel înainte de primul război mondial, după primele lucrări revoluționare, publicate în 1905. L-a primit în noiembrie 1922, iar ceremonia decernării a avut loc în iulie 1923. Întîrzierea se datorește, probabil, faptului că teoria relativității nu a fost înțeleasă și acceptată de la început de mulți specialiști, și, în plus, confruntarea ei cu experiența, ca dovadă supremă a valabilității, nu părea pe atunci suficient de convingătoare. După război s-au adăugat și patimile politice ale antieinsteinienilor din Germania. Lenard și Stark anunțaseră că, dacă Einstein primește Premiul Nobel pentru teoria relativității, ei vor renunța să mai facă parte dintre laureații acestui premiu. Academicienii suedezi, care acordă Premiul Nobel, au reușit să iasă din încurcătură în mod elegant, declarînd

Scanned with CamScanner

în expunerea de motive că „Premiul este acordat lui Einstein pentru descoperirea legii efectului fotoelectric și pentru lucrările din domeniul fizicii teoretice".

După terminarea războiului, Einstein a pornit într-o lungă călătorie, pentru a răspunde numeroaselor invitații primite de la principalele universități de pe glob. A început cu Olanda, unde în 1920 a ținut la Leiden conferința „Eterul și principiul relativității" (apărută ulterior în volum). În 1921 a vorbit la Praga, invitat de societatea științifică „Urania", după care a trecut la Viena, unde a ținut o conferință publică, în fața a 3000 de persoane. A plecat apoi într-o călătorie prin America, a ținut patru conferințe la Universitatea din Princeton, după care a trecut în Anglia, unde a ținut o conferință la King's College, fără să fie aplaudat, fiind considerat ca savant german, aparținînd unei țări cu care Anglia fusese în război.

În martie 1922 a plecat la Paris, în urma invitației care-i fusese adresată de Collège de France, la propunerea profesorului Paul Langevin, fizicianul care contribuise cel mai mult la răspîndirea în Franța a ideilor lui Einstein. Prima conferință a ținut-o la această veche și celebră instituție, unde intrarea s-a făcut numai pe bază de invitații personale, pentru a împiedica pătrunderea provocatorilor naționaliști. Vorbind despre matematicienii care nu înțeleg teoria relativității, Einstein a spus atunci acest mare adevăr: „Greșeala lor este că văd în teorie numai relațiile formale, fără să mediteze asupra realităților fizice care corespund simbolurilor matematice utilizate". După trei zile Einstein a ținut la Collège de France o a doua conferință, într-un cerc mai restrîns, unde a discutat în contradictoriu cu matematicianul (și omul politic) Paul Painlevé. Ultima conferință a ținut-o la 6 aprilie, la Sorbona, în cadrul unei ședințe a Societății franceze de filozofie, cînd a avut o dispută cu Henri Bergson, pe tema timpului filozofic. Invitat și de Academia Franceză a trebuit să renunțe, fiind încunoștiințat de atitudinea ostilă a cercurilor reacționare. Treizeci de academicieni făcuseră cunoscut că vor părăsi sala de ședințe a Academiei, în momentul cînd Einstein va păși înăuntru.

În toamna anului 1922 Einstein a luat drumul orientului îndepărtat. L-a vizitat în India pe poetul Rabindranath Tagore, a trecut prin Shanghai, unde studenții chinezi i-au făcut o călduroasă primire, după care a stat cîteva săptămîni în Japonia. Einstein a ținut aici numeroase conferințe și a

Scanned with CamScanner

luat parte la foarte multe întîlniri şi recepţii. La întoarcere, s-a oprit cîteva zile în Palestina, ca invitat al înaltului comisar britanic, Sir Herbert Samuel. Einstein a ţinut conferinţe la Universitatea din Ierusalim, la Tel Aviv şi în alte localităţi, pe teme ştiinţifice, filozofice şi politice. Din Palestina a mers în Spania, după care a revenit la Berlin.

În 1929, cu prilejul aniversării a 50 de ani de viaţă, Consilul municipal din capitala Germaniei a luat hotărîrea să-i dăruiască lui Einstein o casă la ţară. Dar lucrările birocratice mergeau aşa de încet şi cu atîta nepricepere, încît marele savant a renunţat pînă la urmă să primească darul oraşului, trimiţînd primarului următoarea scrisoare: „Iubite domnule primar, viaţa omului este scurtă, iar autorităţile lucrează foarte încet. De aceea, simt că viaţa mea este prea scurtă pentru a mă putea adapta metodelor dumneavoastră. Vă mulţumesc pentru buna dv. intenţie, dar cum ziua mea de naştere a trecut de mult, renunţ la dar".

În 1930 Einstein a căpătat titlul de profesor invitat (visiting profesor) pe timp de doi ani la Institutul tehnologic din Pasadena (California), unde a început să ţină prelegeri. A continuat prelegerile în 1931, petrecînd acolo toată iarna, după care a revenit acasă; dar către sfîrşitul toamnei s-a dus din nou la Pasadena, pentru a-şi îndeplini sarcinile didactice.

Toate aceste călătorii şi conferinţe, pe care a trebuit să le ţină ca învitat al marilor institute ştiinţifice de pe glob, nu l-au împedicat prea mult pe Einstein să-şi continue activitatea ştiinţifică, putîndu-se ţine la curent cu progresul ideilor noi. Astfel, în 1924 tînărul fizician indian Bose a elaborat o nouă statistică, în care particulele individuale nu pot fi deosebite între ele. Concepţia undelor materiale a lui L. de Broglie i-a dat lui Einstein ideea să aplice această statistică la gaze, descoperind fenomenul de „degenerare" a gazelor. De atunci, noua metodă de calcul a fost denumită *statistica Bose-Einstein*.

După 1925 a apărut în fizică un domeniu nou de cercetare, mecanica cuantică, ale cărei ecuaţii nu determină poziţia şi viteza unei particule, ci numai probabilitatea acestora. Un progres mare s-a realizat în acest domeniu prin interpretările statistice date de marii fizicieni ai epocii, ca Niels Bohr, Max Born, Werner Heisenberg şi alţii.

Einstein nu s-a împăcat niciodată cu aceste interpretări statistice, tocmai el care în tinereţe mînuise cu atîta succes calculul statistic. Marele savant a rămas credincios idealului

Scanned with CamScanner

clasic, considerînd că în lumea subatomică procesele elementare se desfăşoară perfect determinist. Într-o scrisoare adresară prietenului său Max Born (7 noiembrie 1944), autorul teoriei relativităţii spune: „Tu crezi într-un Dumnezeu care dă cu zarurile, iar eu în legitatea deplină, într-o lume care există în mod obiectiv, pe care eu încerc s-o surprind pe o cale sălbatic de speculativă".

Pînă la urmă, Einstein s-a separat de părerile fizicienilor contemporani cu privire la legile fundamentale ale existenţei. Multe discuţii în public şi în particular a purtat cu reprezentanţii noului curent din fizică, Niels Bohr, Werner Heisenberg şi Max Born. „Punctul meu de vedere — scrie Einstein — în ceea ce priveşte bazele fizicii diferă de cel al contemporanilor, aşa că nu pot pretinde că vorbesc în numele fizicii teoretice. Eu nu cred în necesitatea caracterului statistic al legilor fundamentale şi, contrar părerii aproape generale, consider că este cel puţin plauzabilă, dacă nu veridică, teza că noţiunea de cîmp este o noţiune elementară".

Fizicianul polonez Leopold Infeld, vorbind în amintirile lui despre această atitudine a maestrului său, scrie: „Mă durea să văd izolarea lui Einstein şi faptul că el era oarecum în afara curentului principal din fizică. Adesea acest om — probabil cel mai mare fizician al lumii — îmi spunea la Princeton: „Fizicienii mă consideră un prostănac bătrîn: eu însă sînt convins că în viitor evoluţia fizicii va merge într-o altă direcţie decît cea de pînă acum".

O altă problemă în care părerile lui Einstein nu au corespuns cu cele ale contemporanilor săi se referă la teoria unitară a cîmpului. După elaborarea teoriei generale a gravitaţiei, ilustrul fizician a început să gîndească la o generalizare, considerînd că nu numai cîmpul gravitaţional, ci toate cîmpurile pot fi reduse la proprietăţile geometrice ale spaţiului. Acestei teorii i-a consacrat Einstein 30—40 de ani, cu convingerea că va putea să dovedească pe această cale caracterul nestatistic al legilor generale din microcosm. Dar toate încercările întreprinse nu au condus la rezultatele aşteptate. „De nenumărate ori — scrie Gamow[1] — Einstein venea cu noi seturi de formule care, pretindea el, ar fi fost destinate să rezolve enigma teoriei unificate a cîmpului, iar aceste expresii tensoriale complicate erau tipărite pe prima pagină a ziarului

[1] G. Gamow, *Biografia fizicii*, pp. 236–237, Editura ştiinţifică, 1971.

Scanned with CamScanner

New York Times şi în alte jurnale din toată lumea. Însă formulele se dovedeau întotdeauna inadecvate scopului şi tăcerea se aşternea iarăşi pînă la o nouă revelaţie ... Einstein însuşi a devenit din ce în ce mai susceptibil în legătură cu această teză a lui şi din ce în ce mai puţin dispus să discute aceste probleme cu alţi fizicieni. Astfel, în timpul uneia dintre vizitele pe care le-a făcut în Anglia, la începutul anilor treizeci, el a ţinut o conferinţă despre teoria unificată a cîmpului la o şcoală de fete din nordul Angliei (tabla cu formulele tensoriale complicate a fost păstrată de conducerea şcolii), însă a refuzat să vorbească la Universitatea din Cambridge".

Cînd naziştii au devenit stăpînii Germaniei, Einstein se găsea în America; el a luat hotărîrea să nu se mai întoarcă în ţara unde drepturile omului erau batjocorite şi se puneau la cale acţiuni criminale de mari proporţii. În primăvara anului 1933, cînd i se termină angajamentul la Pasadena, Einstein se stabili în Belgia, într-o vilă mică din vecinătatea satului pescăresc Le Coque sur Mer, în apropiere de Ostende. În acest timp, poliţia nazistă a făcut o descindere la Vila Kaput, reşedinţa sa din Germania, şi a devastat-o; totodată, depunerile lui Einstein de la banca au fost confiscate. A apărut şi un album cu fotografiile adeversarilor regimului hitlerist, avînd pe prima pagină fotografia lui Einstein, sub care sta scris: „Încă nu a fost spînzurat!" Iar în faţa Operei de Stat din Berlin a fost dată pradă focului „literatura neariană şi comunistă", împreună cu lucrarea lui Einstein despre teoria relativităţii.

Şederea în Belgia, în apropiere de statul barbar nazist, nu oferea suficientă siguranţă familiei Einstein, deşi suveranul Belgiei îi acordase o gardă personală. Savantul primea zilnic scrisori anonime, prin care era ameninţat cu moartea împreună cu familia lui. În aceste condiţii, Einstein găsi de cuviinţă să renunţe la calitatea sa de membru al Academiei de Ştiinţe din Prusia, pe motivul că „nu dorea să trăiască într-o ţară care nu asigură oamenilor egalitatea de drepturi în faţa legii şi nici libertatea cuvîntului şi a învăţămîntului"[1].

Nemaiputînd rămîne în Belgia, Einstein avea de ales între două oferte, una din Franţa şi alta din America. Paul Langevin şi Marie Curie obţinuseră de la Ministerul Instruc-

[1] Albert Einstein, *Comment je vois le monde*, p. 112, Ed. Flammarion, Paris.

Scanned with CamScanner

ţiunii numirea lui Einstein la College de France, dar Consiliul de conducere al acestei instituţii, ca şi Comisia bugetară a Camerei deputaţilor, nu au admis schimbările propuse. În America, Institute for Advanced Study (Institutul de Studii

Einstein în 1945 la Princeton

Superioare), întemeiat la Princeton de un milionar new-yorkez, îi oferise pe viaţă postul de director al unei secţii de cercetări, avînd libertatea de a-şi alege singur asistenţii. În noiembrie 1933 Einstein se stabileşte la Princeton (statul New Jersey).

În 1938 fizicienii germani Otto Hahn şi Fritz Strassman, de la Kaiser Wilhelm Institut din Berlin-Dahlem, descoperiră fisiunea uraniului. În America şi Franţa s-a demonstrat posibilitatea teoretică de producere a unei reacţii în lanţ, capabilă să pună în libertate o cantitate enormă de energie, cu efecte distrugătoare neînchipuit de mari. Din Germania sosesc veşti în America, după care fizicienii hitlerişti se pregătesc să lucreze pentru confecţionarea unei bombe atomice. Era absolut necesar ca şi America să se ocupe de această problemă şi cît mai repede cu putinţă, pentru a o lua înainte naziştilor. În martie 1939 fizicianul Enrico Fermi, care părăsise Italia fascistă pentru a trăi în lumea liberă, informă amiralitatea americană de intenţiile militariştilor germani. O intervenţie asemănătoare o face şi fizicianul maghiar Leo Szilard, care

Scanned with CamScanner

lucra la Universitatea Columbia din New York. Dar ambele intervenţii au primit un refuz categoric, din partea şefilor armatei americane, de a finanţa cercetările.

Se cerea ca intervenţiile să fie făcute mai sus, la preşedintele Roosevelt; ele trebuiau să vină de la un savant cu mare autoritate. Szilard a avut ideea salvatoare de a se adresa lui Einstein, care la 2 august 1939 îşi puse semnătura pe documentul oficial, prin care preşedintele Statelor Unite era încunoştiinţat de posibilitatea creării unei bombe atomice, propunîndu-se un „contact permanent între guvern şi grupul de fizicieni care conduc, în America, cercetările asupra reacţiei în lanţ". Preşedintele Roosevelt nu a înţeles la început importanţa scrisorii lui Einstein şi era gata să dea un răspuns negativ. Dar consilierul Alexander Sachs, care i-a prezentat scrisoarea, i-a reamintit de cazul lui Napoleon cu Fulton. (Împăratului francez i se păruse absurdă oferta lui Fulton de a construi o flotă de vase cu aburi, pentru debarcarea în Anglia, chiar în cazul unui vînt neprielnic . . .) În faţa acestui argument, Roosevelt a cedat, dînd ordin să se acţioneze cu toată urgenţa.

S-a alcătuit un comitet consultativ, în scopul de a trezi interesul guvernului pentru cercetările atomice. „Astăzi — susţine Arthur Compton — reiese clar că numirea de către guvern a Comitetului consultativ al uraniului, mai degrabă a încetinit decît a făcut să progreseze cercetările atomice"[1].

Sziliard şi Sachs au găsit că este necesară o nouă intervenţie a lui Einstein pe lîngă Roosevelt, pentru a se accelera lucrările. Ilustrul fizician s-a învoit şi de data aceasta, trimiţînd o srcisoare consilierului Sachs, cu menţiunea: „Las la aprecierea dv. oportunitatea prezentării acestei informaţii preşedintelui". După o săptămînă scrisoarea a ajuns în mîinile preşedintelui, care a luat măsurile necesare. De acum încolo operaţiile se desfăşoară potrivit dorinţei fizicienilor şi Einstein nu mai are nici o legătură cu ele.

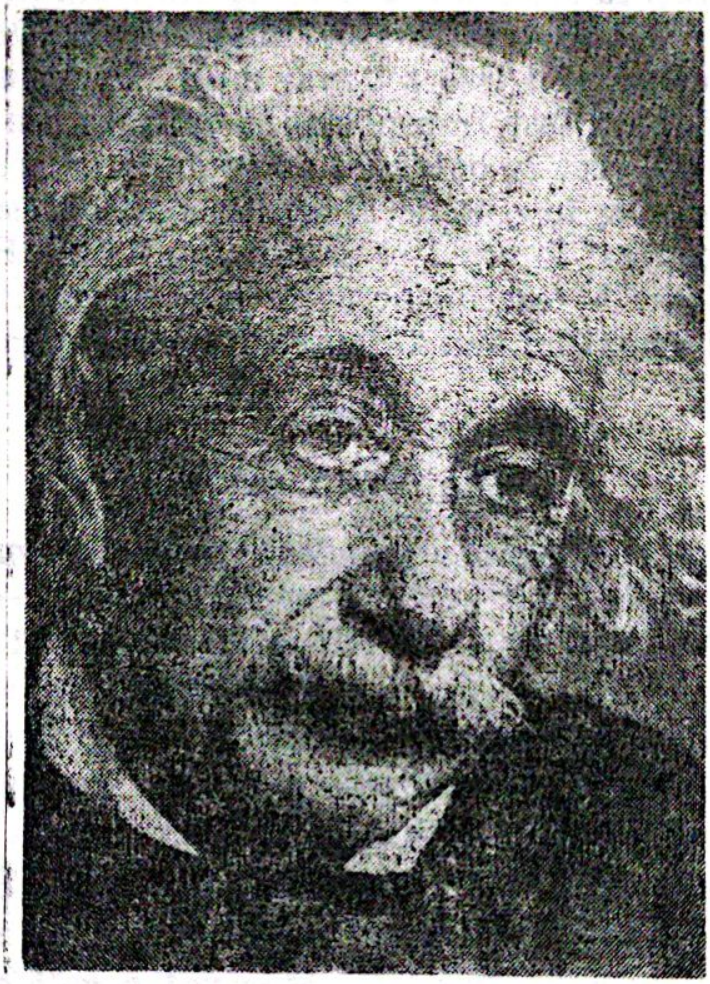
După război, unii au ridicat problema: cum a fost cu putinţă ca pacifistul Einstein să intervină pentru fabricarea unui material de război, din cele mai groaznice? Răspunsul nu poate fi decît următorul: a fi pacifist nu înseamnă să te dai pradă agresorului. A fi pacifist înseamnă să nu fi tu agresor, dar să lupţi din răsputeri împotriva agresorilor. Einstein a fost,

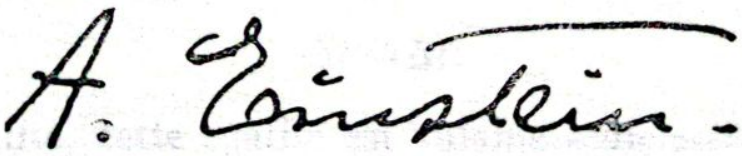
---

[1] Citat în L. Castellani, *Luciano Gigante, 6 August, istoria bombei atomice*, p. 88. Editura politică, 1968.

Scanned with CamScanner

din acest punct de vedere, un pacifist perfect consecvent, cînd a iscălit cele două scrisori celebre care au contribuit la producerea bombei atomice. Ea nu a fost concepută atunci ca un instrument pentru supunerea popoarelor, ci pentru





Una dintre ultimele fotografii ale lui Einstein și semnătura marelui savant

salvarea popoarelor de la sclavia hitleristă. Dealtfel, după război, Einstein a declarat: „Dacă aș fi știut că nemții nu vor reuși să facă o bombă atomică, n-aș fi mișcat un deget".

Războiul rece, care s-a statornicit după sfîrșitul operațiilor militare din al doilea război mondial, i-a provocat multă neliniște lui Einstein, obligîndu-l să ia atitudine împotriva cursei înarmărilor. La 13 februarie 1950, într-o conferință ținută la postul de televiziune, bătrînul savant a spus

Scanned with CamScanner

răspicat: „Eu declar că este imposibil să se ajungă la pace, dacă ne gîndim tot timpul numai la război. Problema principală a zilei de azi este: cum să ajungem la coexistență pașnică și la o colaborare între națiuni?“

În 1948 vechea lui boală de ficat își făcu din nou apariția, trebuind să i se facă o intervenție chirurgicală. De prin 1950 puterile începură să-l lase tot mai mult. La 13 aprilie 1955 s-a simțit rău și a fost transportat la spitalul din Princeton, spre a fi operat, ceea ce bolnavul nu a admis. Starea sa părea că se ameliorează, în ziua de 17 aprilie simțindu-se chiar mai bine; dar noaptea, la ora 1 și 25 minute, Albert Einstein s-a stins din viață. A fost incinerat în mod simplu, cu participarea numai a familiei, fără discursuri, așa cum ceruse în testamentul său.

Să fie fericiți muritorii

că a existat o asemenea podoabă a neamului omenesc![1]

[1] Din epitaful de pe mormîntul lui Newton. Convine perfect de bine și lui Einstein, Newton-ul vremii noastre.

Scanned with CamScanner

LES BASES PHYSIQUE DE LA RELATIVITÉ EINSTEINIENE

Résumé

Nous nous proposons d'analyser le problème du temps dans la théorie de la relativité restreinte, afin de rendre intelligible l'hypothèse de la dilatation du temps et d'éliminer ses conséquences paradoxales.

Supposons deux référentiels inertiels O et O'[1], en repos relatif, avec les axes des coordonnées parallèles. Dans le référentiel O' un rayon lumineux part du point A et arrive au point B. Les observateurs O' et O déterminent pour ce phénomène les intervales de temps $\Delta t'$, respectivement Δt. On dit que l'on a toujours

$$\Delta t' = \Delta t. \qquad (1)$$

En réalité, cette égalité est valable seulement quand les horloges des deux observateurs sont parfaitement synchronisés. Autrement, on pourrait trouver que le temps coule plus lentement pour un observateur que pour l'autre, ce qui, dans ces conditions, est complètement absurde.

Pour synchroniser deux horloges situées dans deux lieux différents A et B d'un même référentiel, on peut utiliser la méthode proposée par Einstein: on détermine le temps $t_B - t_A$, que met la lumière à aller de A en B, et le temps $t_{1A} - t_B$,

[1] Nous désignons par les mêmes lettres les référentiels, ainsi que les observateurs respectifs.

Scanned with CamScanner

qu'elle met à aller de B en A. Suivant Einstein, les horloges de A et B sont synchrones, si on a

$$t_B - t_4 = t_{1A} - t_B,$$

donc

$$t_B = t_A + \Delta t,$$

où $\Delta t = t_{1A} - t_B$. On peut calculer la valeur de Δt en prenant la moyenne géometrique des durées partielles:

$$\Delta t = \sqrt{(t_{1A} - t_B)\,(t_B - t_A)}.$$

Nous envisageons aussi une méthode relativiste de synchroniser les horloges des deux référentiels en mouvement relatif, avec la vitesse v; il faut que les observateurs utilisent un même signal lumineux. Supposons que ce signal est lancé dans le référentiel O' de A à B et qu'il retourne de B en A, par la réflexion sur un miroir. L'observateur O' détermine les durées partielles:

$$t'_B - t'_A = \Delta t'_1, \qquad [t'_{1A} - t'_B = \Delta t'_2$$

et, d'après Einstein, il faut réaliser $\Delta t'_1 = \Delta t'_1$. Mais on peut prendre aussi

$$t'_B = t'_A + \Delta t' \quad \text{où} \quad \Delta t' = \sqrt{(t'_{1A} - t'_B)\,(t'_B - t'_A)}. \tag{2}$$

Pour l'observateur O on a

$$t_B - t_A = \frac{AB}{c - v}, \quad t_{1A} - t_B = \frac{AB}{c + v}. \tag{3}$$

Conformément au principe de la relativité, la loi de la synchronisation des horloges doit avoir la même forme pour les observateurs O' et O. On doit donc prendre

$$[t_B = t_A + \Delta t \quad \text{où} \quad \Delta t = \sqrt{(t_{1A} - t_B)\,(t_B - t_A)}. \tag{4}$$

Ainsi l'intervalle de temps Δt, déterminé dans le référentiel O, correspond à l'intervalle $\Delta t'$, déterminé dans le référentiel O'. Comme on voit, il s'agit ici d'une *synchronisation couplée* (relativiste), dont la loi satisfait le principe de la relativité.

Nous disons qu'un référentiel est *synchronisé* quand tous ses horloges sont synchrones, ce qui permet de définir le temps propre du système.

Scanned with CamScanner

Supposons maintenant que les référentiels O' et O, d'abord en repos relatif, commencent à s'éloigner l'un de l'autre, avec la vitesse relative v constante. Si l'on répète l'expérience précédente, les référentiels étant synchronisés couplés, on trouve que les intervalles de temps $\Delta t'$ et Δt sont différents. La théorie de la relativité démontre que l'on a

$$\Delta t' = \alpha \Delta t, \tag{5}$$

où $\alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, c étant la vitesse de la lumière dans le vide. On voit que, dans ce cas: $\Delta t > \Delta t'$. Le problème qui se pose est de savoir si cette inégalité des temps apparait spontanément, ou si elle doit être produite expérimentalement par les observateurs O' et O, en réglant leurs horloges, pour réaliser une synchronisation couplée.

Dans l'interprétation actuelle de la théorie de la relativité restreinte, on considère que l'inégalité précédente se produit spontanément, par un processus complètement inconnu. On admet que le temps se dilate, qu'il „coule" plus lentement pour l'observateur en mouvement par rapport au lieu où se produit le phénomène. Il est évident que cette explication est assez étrange pour la physique. On peut obtenir une explication plausible si nous analysons la notion de temps, utilisée dans la science.

Nous devons faire une distinction entre *le temps physique*, défini par des phénomènes physiques, et les autres temps, liés à divers phénomènes (biologiques, psychiques etc.). Pour le physicien, le temps n'est pas quelque chose qui „coule" d'une manière uniforme, indépendent de tous les autres phénomènes, comme croyait Newton. Il n'existe pas des intervalles de temps purs, sans aucun support matériel; tout intervalle de temps physique est intimement lié au déroulement d'un phénomène physique.

Le temps physique est un paramètre qui mesure la durée et la succession des phénomènes physiques. Ce temps peut être mesuré, en le comparant à une unité de mesure. Tout intervalle de temps brut T d'un phénomène physique peut être exprimé par une valeur numérique Δt (le temps mesuré), obtenue avec une unité de mesure $[t]$:

$$\Delta t = \frac{T}{[t]}. \tag{6}$$

Scanned with CamScanner

Le temps brut d'un phénomène peut être *réel*, respectivement *apparent*. Il est réel pour un observateur en repos par rapport au système où se produit le phenomène. Il est apparent quand l'observateur est en mouvement par rapport à ce système. A un temps brut réel peut correspondre une infinitée de temps apparents, suivant la vitesse des observateurs.

Le temps brut réel d'un phénomène physique peut être varié en modifiant la vitesse avec laquelle se produit ce phénomène. Cette propriété du temps brut réel, d'être dilaté, respectivement contracté, n'appartient à aucune autre catégorie de temps. Par exemple, le temps biologique, de même que le temps psychique, ne peuvent pas être variés volontairement, parce que nous ne pouvons pas modifier la vitesse des processus vitaux qui génèrent ces temps.

Le temps brut apparent intervient dans l'effet Doppler, de même que dans l'effet relativiste. Il existe une analogie parfaite entre ces deux effets: tous les deux sont produits par le mouvement des observateurs, ce qui signifie qu'ils sont des effets apparents.

Revenons à l'expérience précédente, où les intervalles de temps $\Delta t'$ et Δt sont reliés par la formule (5). L'interprétation physique de cette formule suppose, comme nous avons dit, une dilatation du temps. Pour connaître les conditions qui permettent l'apparition de ce phénomène, étudions l'effet de la synchronisation couplée des horloges dans les systèmes inertiels.

Pour l'observateur O, les durées $t_B - t_A$ et $t_{1A} - t_B$ sont exprimées par (3). On obtient avec ces formules

$$AB = c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\sqrt{(t_{1A}-t_B)(t_B-t_A)}.$$

L'observateur O' détermine les moments correspondents t'_A, t'_B, t'_{1A} de la propagation du rayon lumineux entre les mêmes points. Il obtient une formule analogue à la précedente, mais avec $v=0$. En désignant par c' la vitesse de la lumière pour le système O', on a

$$c'\sqrt{(t'_{1A}-t'_B)(t'_B-t'_A)} = c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\sqrt{t_{1A}-t_B)(t_B-t_A)}. \quad (7)$$

Supposons maintenant que les horloges de ces deux référentiels sont synchronisées couplés: les observateurs O' et O déterminent pour la propagation du rayon lumineux de

Scanned with CamScanner

A à B les durées respectives $\Delta t'$ et Δt, données par (2) et (4). En introduisant dans (7) les expressions de ces durées, on a

$$c'\Delta t' = c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\,\Delta t \qquad (8)$$

et, intervenant avec le postulat de la vitesse de la lumière dans le vide: $c=c'$, on obtient la formule (5) de la dilatation du temps. On prouve ainsi que cette formule relativiste, de même que le principe de la relativité, suppose implicitement la synchronisation couplée des horloges dans les systèmes inertiels.

On admet couramment que le principe de la relativité restreinte est valable pour tous les systèmes inertiels. En réalité, les lois des phénomènes ont des formes différentes, dans les systèmes inertiels différents par leur vitesse relative. C'est seulement par la synchronisation couplée des horloges que nous pouvons réaliser, dans les systèmes inertiels, les conditions qui rendent valable le principe de la relativité restreinte. Voilà pouquoi l'ennoncé habituel du principe de la relativité n'est pas tout à fait correct. Il doit être complété comme il suit: *les lois des phénomènes physiques ont la même forme dans tous les systèmes inertiels synchronisés couplés.*

Chaque fois que la vitesse relative v des systèmes inertiels varie, la forme des lois physiques pour ces systèmes varie aussi, à cause de la variation du coefficient α. Quand la vitesse relative v varie, les systèmes, synchronisés pour la vitesse antérieure, se desynchronisent et le principe de la relativité cesse d'être valable. Pour rétablir sa validité, il faut que les observateurs des systèmes renouvellent chaque fois la synchronisation couplée des horloges.

Ces considérations donnent la réponse à la question que nous nous sommes posée au commencement de cette étude, en ce qui concerne l'apparition de l'inégalité de temps $\Delta t'$ et Δt. Quand les systèmes inertiels passent du repos relatif au mouvement relatif, l'inégalité de ces temps ne se réalise pas spontanément, comme on le croit d'habitude. Elle doit être produite expérimentalement par les observateurs, en synchronisant d'une manière couplée leurs horloges.

Chercheons maintenant l'influence de la synchronisation des horloges sur le comportement du temps dans les systèmes inertiels. Considérons un phénomène physique qui se produit

Scanned with CamScanner

dans le référentiel inertiel O'. On a pour les observateurs O' et O:

$$\Delta t' = \frac{T'}{[t']} \qquad \Delta t = \frac{T}{[t]},$$

où les lettres ont la signification que nous avons précisée plus haut. Il s'en suit que

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = \frac{T'}{T} \quad \frac{[t]}{[t']}. \tag{9}$$

On peut considérer deux cas, suivant les hypothèses que nous pouvons imaginer sur le comportement du temps brut.

a) D'après la conception relativiste, le temps brut d'un phénomène physique présente des grandeurs différentes aux observateurs O' et O. Par la synchronisation couplée des horloges, ces observateurs obtiennent pour le rapport $\Delta t'/\Delta t$ la valeur α, de sorte que, en considérant la même unité de temps: $[t']=[t]$, on a

$$T' = \alpha T, \tag{10}$$

ce qui exprime la dilatation du temps brut apparent: $T > T'$.

Dans la théorie de la relativité restreinte on a introduit une hypothèse étrange, en admettant que, par suite du mouvement relatif, le temps brut se dilate spontanément, suivant la formule (10), ce qui produit la synchronisation des horloges. Autrement dit, ce n'est pas la synchronisation des horloges qui produit la dilation apparente du temps brut, mais au contraire, c'est la dilatation du temps brut qui produit la synchronisation des horloges. Le temps apparaît ainsi comme une force capable d'influencer les appareils physiques et les organismes biologiques.

Il faut reconnaître que cette hypothèse est plutôt métaphysique que physique. Elle a pu être acceptée tant que nous n'avons pas connu le rôle de la synchronisation couplée des horloges, comme une condition *sine qua non* de l'applicabilité du principe de la relativité. Mais maintenant, quand nous connaissons ce rôle, il faut renoncer à cette idée absurde, que le temps aurait des proprietées mécaniques qui pourrait modifier la marche des horloges.

b) On peut admettre une conception semi-relativiste, d'après laquelle c'est seulement le temps mesuré qui présente

Scanned with CamScanner

un caractère relatif, tandis que le temps brut manifeste un caractère absolu. On doit donc poser: $T' = T$ et on a, d'après (9):

$$\Delta t' [t'] = \Delta t [t], \tag{11}$$

ce qui exprime *la loi du temps brut absolu: pour tous les observateurs d'un phénomène physique le produit de l'intervalle du temps mesuré par l'unité de mesure du temps a la même valeur.*

Comme par la synchronisation couplée le rapport des intervalles de temps mesurés est égal à α, on a d'après (9):

$$[t] = \alpha [t']. \tag{12}$$

Ce résultat traduit de même une dilatation du temps pour l'observateur O, mais une dilatation apparente, seulement pour le temps mesuré.

En conclusion, *la dilatation du temps dans la théorie de la relativité restreinte est une conséquence de la synchronisation couplée des horloges dans les systsmes inertiels. Il ne s'agit pas d'une dilatation spontanée, comme on croit d'habitude, mais d'une dilatation produite par les observateurs.*

Les considérations précédentes nous permettent d'interpréter les observations où, par un même phénomène physique, on détermine des intervalles de temps différents. Précisons les idées: un phénomène physique est étudié par deux observateurs O' et O. L'observateur O' est en repos par rapport au lieu où se produit le phénomène, tandis que l'observateur O est en mouvement rectiligne et uniforme par rapport à ce lieu. Pour l'observateur O' la durée de ce phénomène est $\Delta t'$; pour l'observateur O, la durée est Δt.

La physique classique a admis que $\Delta t' = \Delta t$, conformément à la conception du temps absolu d'après laquelle la durée d'un phénomène a toujours la même valeur, quels que soient les conditions des observateurs. Mais l'expérience prouve que, si les observateurs ont une vitesse relative comparable à celle de la lumière, ces intervalles de temps ont des valeurs très différentes.

Ce conflit entre la théorie classique et l'expérience se résoud seulement par des raisonnements relativistes. En effet, considérons les observations de Frisch et Smith sur la désintégration des muons dans la radiation cosmique. Un compteur installé à une altitude de 1910 m enregistrait 563 muons par heure, ayant la vitesse moyenne d'environ $v = 0{,}994\ c = 2{,}982 \cdot 10^8$ m/s. Mais au niveau de la mer, le comp-

Scanned with CamScanner

teur enregistrait seulement 408 muons par heure, parce que, pendant ce voyage, une partie des muons se désintégre. Le temps de désintégration des muons représente ici l'intervalle de temps pendant lequel le nombre des muons par heure diminue de 563 à 408.

Nous supposons que ce phénomène de désintégration des muons est étudié par les observateurs O' et O, ayant les situations connues. Ils se proposent de déterminer le temps de désintégration des muons contenus dans la radiation cosmique.

1. L'observateur O', qui est en repos par rapport à ce phénomène, fait appel à la loi de désintégration, exprimée par la formule

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{\Delta t'}{\tau'}\right), \qquad (13)$$

où N_0 représente le nombre des particules au moment initial (arbitrairement choisi), N le même nombre, mais d'après l'intervalle de temps $\Delta t'$ et τ' est la vie moyenne des muons, que l'observateur O' peut déterminer quand ces particules occupent une enceinte en repos par rapport à lui. Dans ces conditions on trouve $\tau' = 2{,}21 \cdot 10^{-8}$ s.

En introduisant dans (13) les valeurs numériques citées, on obtient

$$\Delta t' = 0{,}712 \cdot 10^{-8} \text{ s}.$$

2. L'observateur O, en mouvement par rapport au phénomène de désintégration des muons, ne peut pas établir expérimentalement la loi de ce phénomène. Pour calculer le temps de désintégration Δt, il dispose d'un procédé cinématique, sachant que, pendant cet intervalle de temps, les muons parcourent la distance L avec la vitesse v. On a

$$\Delta t = \frac{L}{v} = \frac{1910}{2{,}982 \cdot 10^8} = 6{,}41 \cdot 10^{-6} \text{ s}.$$

On arrive ainsi à une valeur très différente de celle obtenue par l'observateur O', ce qui constitue un exemple typique de la dilatation du temps, que la physique classique ne peut pas expliquer.

Pour obtenir dans ce cas une explication relativiste, il faut supposer que les observateurs O' et O cherchent chacun d'établir la loi de désintégration des muons.

Scanned with CamScanner

a) L'observateur O' peut établir cette loi par les procédés de la physique nucléaire. Il trouve que les muons se désintégrent suivant la loi connue des transformations radioactives, exprimée par la formule (13).

b) L'observateur O ne peut pas établir directement cette loi; il peut connaître la loi de désintégration des muons d'une manière indirect, en faisant appel au principe de la relativité restreinte. Conformément à ce principe, la loi de désintégration des muons doit avoir la même forme pour les deux observateurs O' et O. Donc, la loi (13), valable pour l'observateur O', convient aussi pour l'observateur O si leurs horloges sont synchronisées couplées. C'est-à-dire on peut poser de même pour l'observateur O

$$N=N_0 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right),$$

d'où un obtient

$$\tau=19{,}9\cdot 10^{-6}\ \text{s}$$

Si cette loi représente vraiment la désintégration des muons, on doit avoir

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t}=\frac{\tau'}{\tau}=\alpha=\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\ .$$

On obtient

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t}=\frac{0{,}712\cdot 10^{-6}}{6{,}41\cdot 10^{-6}}=0{,}11 \qquad \frac{\tau'}{\tau}=\frac{2{,}21\cdot 10^{-6}}{19{,}9\cdot 10^{-6}}=0{,}11$$

$$\alpha=\sqrt{1-0{,}991^2}=0{,}11,$$

ce qui constitue une excellente confirmation de la théorie relativiste du temps.

Toutefois, la dilatation de la vie moyenne des muons cosmiques ne devrait pas être considérée comme un effet purement relativiste; il serait, dans ce cas, un effet apparent. Mais la présence de ces muons au niveau de la mer prouve que leur vie moyenne est réellement prolongée. Pour expliquer cet effet, on doit tenir compte du fait que les muons cosmiques, ayant une vitesse comparable à celle de la lumière, ont la masse m plus grande que la masse de repos m_0 des muons produits dans le laboratoire.

Désignons par E et E_0 les énergies intrinsèques respectives de ces catégories des muons. D'après la formule d'Einstein, on a

$$E=mc^2 \qquad E_0=m_0c^2.$$

Scanned with CamScanner

Désignons aussi par γ *le débit de désintégration*, c'est-à-dire l'énergie des muons debitée dans l'unité de temps, pendant leur désintégration. Nous admettons que ce débit a la même valeur pour tous les muons, quelle que soit leur vitesse. On a, dans ce cas ($\tau' = \tau_0$):

$$E = \gamma\tau \qquad\qquad E_0 = \gamma\tau_0,$$

donc

$$\frac{m_0}{m} = \frac{E_0}{E} = \frac{\tau_0}{\tau}$$

et, comme $\frac{m_0}{m} = \alpha$, on obtient immédiatement la formule de la dilatation de la vie moyenne des muons consmiques. Ainsi, le prolongement réel de la vie moyenne des ces muons est produit directement par l'augmentation de leur masse (commendée par le principe de la relativité).

Nous pouvons interpréter les observations de Frisch et Smith aussi par la conception du temps brut absolu, en admettant que seul le temps mesuré a un caractère relatif. Dans ce cas, comme avons montré, les observateurs doivent utiliser des unités de temps différentes. Entre les secondes s et s' de ces observateurs on a la relation (12), qui s'exprime ici par la formule

$$s = 0{,}11\ s'.$$

Les valeurs numériques du temps de désintégration doivent satisfaire la loi de l'invariance du temps brut:

$$6{,}41 \cdot 10^{-6}\ s = 0{,}712 \cdot 10^{-6}\ s'.$$

A l'aide de la relation précédente, on obtient

$$6{,}41 \cdot 10^{-6} \cdot 0{,}11 = 0{,}705 \cdot 10^{-6},$$

ce qui prouve la validité de cette loi.

Disons quelques mots sur les conséquences paradoxales de la théorie de la relativité restreinte. Considérons d'abors le problème du voyageur de Langevin: un homme qui part de la Terre dans une fusée très rapide, avec une vitesse différant très peu de celle de la lumière, vieillit avec un année, pendant que sur la Terre les hommes vieillissent avec 100 années. En réalité, les faits se passent autrement qu'ils ont été imaginés par Langevin et Einstein.

Scanned with CamScanner

Conformément aux idées que nous avons exposées ici, ce n'est pas le temps dans la fusée qui s'écoule de soit même plus lentement, mais ce sont les horloges physiques dans ce véhicule, qui doivent être réglées de telle manière, afin d'avoir une marche 100 fois plus lent que sur la Terre. L'aiguille qui marque les minutes d'une horloge contenue dans la fusée ne doit pas faire une rotation complète dans une heure, comme sur la Terre, mais dans 100 heures terrestres, c'est-à-dire dans approx. 4 jours.

Pour obliger les organismes biologiques de se conformer au principe de la relativité, il faudrait les synchroniser de la même manière que les horloges, ce qui nécessite un ralentissement des fonctions vitales. Si pour un homme qui se trouve sur la Terre les battements de coeur ont une fréquence moyenne de 70/min, pour le voyageur de Langevin les battements du coeur devront être réglés à une fréquence cent fois plus petite, c'est-à-dire ces 70 battements de coeur doivent se produire dans 100 minutes. Or, il est impossible, dans l'état actuel des sciences biologiques, de ralentir les battements de coeur jusqu'à une telle fréquence.

Pour les mêmes motifs il n'existe pas un „paradoxe des jumeaux". Quand l'enfant resté sur la Terre atteint une année, son frère jumeau a dans la fusée l'âge de trois jours et demi, en étant tout aussi développé que lui. Du point de vue biologique les deux frères sont ressemblants, mais leurs âges sont calculés avec des années différentes: l'année dans la fusée correspond à 100 ans terrestres.

Scanned with CamScanner

INDEX DE NUME

Abraham, Max (1875—1922) 70, 150
Adams, John Couch (1819—1892) 54
Airy, sir George Biddell (1801—1892) 43, 45, 46, 48, 57, 65
Aleksandrov, Aleksandr Danilovici (n. 1912) 85
Arago, Dominique François Jean (1786—1853) 39
Aristotel (384—322 î.e.n.) 17, 35, 124

Bauer, Edmons (1880—1963) 94
Bărbulescu, Nicolae (n. 1900) 51, 70, 80, 81, 154, 157, 182, 184
Bernal, John Desmond (1901—1971) 67
Bessel, Friedrich Wilhelm (1784—1846) 193
Bohr, Niels Henrik David (1885—1962) 156, 240, 241
Boltzmann, Ludwig Eduard (1844—1906) 51, 80
Bolyai, Janos (1802—1860) 206
Born, Max (1882—1970) 112, 121, 128, 183, 215, 220, 222, 224, 228, 240, 241
Bose, Satiendra Nath (n. 1894) 240
Brace, DeWitt Bristol (1859—1905) 69
Broglie, Louis Victor (n. 1892) 220, 240
Brown, Robert (1773—1858) 225
Bücherer, Alfred Heinrich (1863—1927) 149
Buisson, Henri (1873—1944) 213

Carbonelle, Ignace J.—J. (1829—1889) 225
Copernic, Nicolaus (1473—1543) 17, 38, 229
Couloumb, Charles Augustin de (1736—1806) 49
Curie, Maria Sklodowska (1867—1934) 232, 242

Descartes, René (1596—1650) 38
Dicke, Robert Henry (n. 1916) 194
Dirac, Paul Adrien Maurice (n. 1902) 156
Doppler, Christian Johann (1803—1853) 58, 126, 127, 130, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 213, 250

Einstein, Albert (1879—1955) 26, 27, 33, 38, 51, 56, 71, 75, 76, 77, 78, 80, 82, 83, 84, 85, 93, 94, 98, 107, 108, 109, 110, 113, 115, 116, 121, 128, 136, 148, 149, 151, 152, 153, 162, 163, 164, 165, 167, 168, 169, 183, 188, 195, 201, 202, 203, 204, 206, 208, 209, 210, 212, 213, 214, 215, 216, 217, 218, 247, 248, 256.
Eötvös, Loránd baron (1848—1919) 193, 194

Scanned with CamScanner

Essen Louis (n. 1905) 75
Euclid (sec. 3 i.e.n.) 206, 207
Exner, Frank Serafin (1849—1926) 225

Fabry, Charles (1867—1945) 213
Faraday, Michael (1791—1867) 50, 51, 54, 55
Fermi, Enrico (1901—1954) 243
Feynman, Richard Phillps (n. 1918) 124, 129
Fitzgerald, George Francis (1851—1901) 67, 68, 69, 70, 108, 110
Fizeau, Hippolyte Armand Louis (1819—1896) 42, 43, 57, 65, 67, 139, 140
Fok, Vladimir Aleksandrovici (1898—1974) 202
Foucault, Jean Bernard Léon 1819—1868) 20, 59
Franck, James (1882—1964) 233
Franklin, Benjamin (1706—1790) 49
Fresnel, Augustin Jean (1788—1827) 39, 40, 42, 43, 45, 46, 58, 59, 140
Frisch, D. H. 130, 133, 134, 135, 253, 256

Galilei, Galileo (1564—1642) 17, 19, 22, 32, 33, 34, 37, 38, 57, 138, 170, 190
Gamow, George (1904—1968) 113, 209, 227, 241
Gassendi, Pierre (1592—1655) 18
Gauss, Karl Friedrich (1777—1855) 188, 189, 207
Gibbs, Josiah Willard (1839—1903) 224
Gilbert, William (1544—1603) 49
Grossmann, Marcel Hans (1878—1936) 220, 221, 226, 232
Gruner, Franz Rudolf Paul (1869—1957) 229
Guye, Charles Eugene (1866—1942) 155

Hahn, Otto (1879—1968) 243
Hall, Edwin Herbert (1855—1938) 212
Hasenöhrl, Friedrich (1874—1917) 162, 232
Heisenberg, Werner (1901—1975) 240, 241
Helmholtz, Hermann Ludwig Ferdinand von (1821—1894) 59
Hertz, Gustav Ludwig (1887—1975) 233
Hertz, Heinrich Rudolf (1857—1894) 54, 57, 59, 227
Hubble, Edwin Powell (1899—1953) 215
Huygens, Christiaan (1629—1695) 39

Infeld, Leopold (1898—1968) 51, 110, 241
Ionescu Theodor (n. 1899) 164
Ives, Herbert Eugene (1882—1953) 146

Kammerlingh-Onnes, Heike (1853—1926) 221
Kaufmann, Max 149
Kelvin, William Thomson lord (1824—1907) 56
Kenedy, Roy 74
Kohlrausch, Friedrich Wilhelm Georg (1840—1910) 54

Ladenburg, Hans 230
Langevin, Paul (1872—1946) 94, 119, 120, 121, 136, 232, 239, 242, 256, 257
Laue, Max Theodor Felix von (1879—1960) 98, 230, 233
Lavanchy, Charles (1888—1958) 155
Lavoisier, Antoine Laurent (1743—1794) 168
Lenard, Philipp Edward Anton (1862—1947) 238
Lenz, Emili Hristianovici (1804—1865) 52
Le Verrier, Urbain Jean Joseph (1811—1877) 54, 211
Levi-Civita, Tullio (1873—1941) 232
Lobacevski, Nikolai Ivanovici (1792—1856) 206
Longinescu, Gheorghe (1869—1939) 218
Lorentz, Hendrik Antoon (1853—1928) 32, 57, 58, 59, 65, 67, 68, 69, 70, 75, 76, 77, 85, 86, 90, 91, 93, 98, 104, 105, 106, 107, 108, 110, 113, 116, 117, 137,

Scanned with CamScanner

138, 148, 150, 154, 155, 170, 171, 172, 188, 228, 229, 232, 236

Mach, Ernst (1838—1916) 222, 231
Marian, Victor (1897—1971) 39
Maxwell, James Clerk (1831—1879) 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 171, 172, 173, 174, 228
Mendeleev, Dmitri Ivanovici (1834—1907) 54
Michelson, Albert Abraham (1852—1931) 43, 59, 61, 65, 66, 67, 69, 70, 71, 73, 74, 75, 79, 83, 84, 109, 140
Miller, Dayton Clarence (1866—1941) 74
Minkowski, Hermann (1864—1908) 98, 115, 160, 219, 220, 228, 229
Morley, Edward Williams (1838—1923) 43, 65, 66, 67, 70, 74, 140
Mössbauer, Rudolf Ludvig (n. 1929) 214

Nernst, Walther Hermann (1864—1941) 189, 228, 232, 233
Neumann, G. 149
Newcomb, Simon (1835—1909) 212
Newton, sir Isaac (1643—1727) 19, 33, 34 35, 36, 38, 39, 49, 51, 77, 157, 159, 186, 190, 192, 203, 208, 210, 211, 216, 218, 227, 249
Noble, sir Andrew (1831—1915) 70
Nordmann, Charles (1881—1940) 84

Onsanger, Lars (n. 1903) 189
Ostwald, Wilhelm (1853—1932) 221, 226

Pauli Wolfgang (1900—1958) 80, 189
Pearson, F. 74
Pease, Francis Gladheim (1881—1938) 74
Perrin, Jean (1870—1942) 226, 232
Piccard, Auguste (1884—1962) 74
Pick, Georg 231
Planck, Max Karl Ernst Ludwig (1858—1947) 196, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233
Poincaré, Jules Henri (1854—1912) 33, 38, 76, 79, 228, 229, 232
Protagoras (c. 485—c.415 i.e.n.) 78
Ptolemeu, Claudius (c. 90—c. 168) 17

Ramsay, sir William (1852—1916) 225
Rankine, William John Macquorn (1820—1872) 70
Ratnowski, Simon (1884—1945) 155
Rayleigh, John William Strutt (1842—1919) 69
Reichenbach, Hans 122
Ricci-Curbastro, Gregorio (1853—1925) 232
Riemann, Georg Friedrich Bernhard (1826—1866) 206, 222
Ritz, Walther (1878—1909) 71
Rowland, Henry Augustus (1848—1901) 52
Rubens, Heinrich (1865—1922) 228
Rutherford, sir Ernest (1871—1937) 232

Schrödinger, Erwin (1887—1961) 233
Sitter, Willem de (1872—1934) 215, 216, 224
Smith, J. H. 130, 133, 134, 253, 256
Smoluchowski, Marian (1872—1917) 226
Soldner, J. 195
Solovin, Maurice 221, 222, 223, 224
Sommerfeld, Arnold Johannes Wilhelm (1868—1951) 156
Spiess 155
Stark, Johannes (1874—1957) 238
Stillwell, G. R. 146
Stokes, sir George Gabriel (1819—1903) 59
Strassmann, Fritz (n. 1902) 243
Szilard, Leo (1898—1964) 243, 244

Tamm, Igor Evghenievici (1895—1971) 51
Terrell, Nelson James Jr. (n. 1923) 113

Scanned with CamScanner

Thomson, Joseph John (1856–1940) 149, 211
Tolman, Richard Chase (1881–1948) 150
Townes, Charles Hard (n. 1915) 75
Tricker 155
Trouton, Frederick Thomas (1863–1922) 70
Tumlirtz, O. 164, 165, 169

Vavilov, Serghei Ivanovici (1891–1951) 216

Warburg 228
Watson, sir William (1715–1787) 50
Weber, Wilhelm Eduard (1804–1891) 54
Wheatstone, sir Charles (1802–1875) 70
Wiener, Otto (1862–1927) 225

Young, Thomas (1773–1829) 39

Zahn 155
Zeeman, Pieter (1865–1943) 43, 55

Scanned with CamScanner

CUPRINS

Prefață 5

I. Relativitatea clasică

I.1. Descoperirea principiului relativității 17
I.2. Principiul relativității clasice 19
I.3. Sincronizarea sistemelor inerțiale 24
I.4. Formulele de transformare ale lui Galilei 29
I.5. Concepția spațiului și timpului absolut 33
I.6. Principiul al doilea al dinamicii newtoniene 36

II. Relativitatea restrînsă

II. 1. Eterul luminos 38
II. 2. Eterul electromagnetic 49
II. 3. Experiența lui Michelson 59
II. 4. Principiul relativității restrînse 75
II. 5. Formulele de transformare ale lui Lorentz 85
II. 6. Interpretarea geometrică a formulelor lui Lorentz 98
II. 7. Concepția relativistă a spațiului și timpului 107
II. 8. Problema timpului în teoria relativității restrînse 121
II. 9. Cinematica relativistă 137
II.10. Dinamica relativistă 148
II.11. Electrodinamica relativistă 171

III. Relativitatea generalizată

III.1. Generalizarea principiului relativității 183
III.2. Principiul echivalenței 189
III.3. Spațiul curb 203

IV. Albert Einstein 218

Rezumat în limba franceză 247
Index de nume 259

Scanned with CamScanner

EB

Nicolae
Bărbulescu

Bazele fizice ale relativității einsteiniene

Aflată la a doua ediție, lucrarea de față a profesorului universitar dr. doc. Nicolae Bărbulescu, om de știință cu o bogată experiență didactică, inițiază pe cititori în tainele uneia din cele mai subtile și controversate teorii fizice: teoria relativității. Punînd în discuție însești elementele fundamentale ale cunoașterii științifice — spațiul și timpul — și generalizînd un principiu studiat anterior de Galilei și Newton, teoria lui Einstein a impulsionat gîndirea științifică și filozofică de la începutul acestui secol: fără teoria relativității nu s-ar fi ajuns astăzi la progresele uluitoare ale fizicii nucleare, la intuirea proprietăților surprinzătoare ale spațiului și a sintezei dintre geometrie și experiență.

În lucrare sînt redate sugestiv și deosebit de clar aspectele esențiale ale relativității clasice, relativității restrînse și relativității generalizate, punîndu-se accent pe interpretarea lor corectă, din punct de vedere fizic. De asemenea, este prevăzută o interesantă biografie a marelui savant Albert Einstein, de la nașterea căruia s-au împlinit de curînd o sută de ani.

Cartea este adresată tuturor celor interesați să-și clarifice unele noțiuni de fizică relativistă cu care sînt confruntați aproape zilnic.

Scanned with CamScanner